ÜBER

DIE GESCHWINDIGKEITSVERLUSTE BEI DEN LANGSAMEN KATHODENSTRAHLEN UND ÜBER DEREN SELEKTIVE ABSORPTION

INAUGURAL-DISSERTATION

DIE MIT GENEHMIGUNG DER MATHEMATISCH-NATURWISSENSCHAFTLICHEN SEKTION DER PHILOSOPHISCHEN FAKULTÄT ZU LUND ZUR ERLANGUNG DER PHILOSOPHISCHEN DOKTORWÜRDE FREITAG DEN 26. MAI 1916 UM 10 UHR V. M. IM AUDITORIUM DES PHYSIKALISCHEN INSTITUTS ÖFFENTLICH VERTEIDIGT WERDEN WIRD

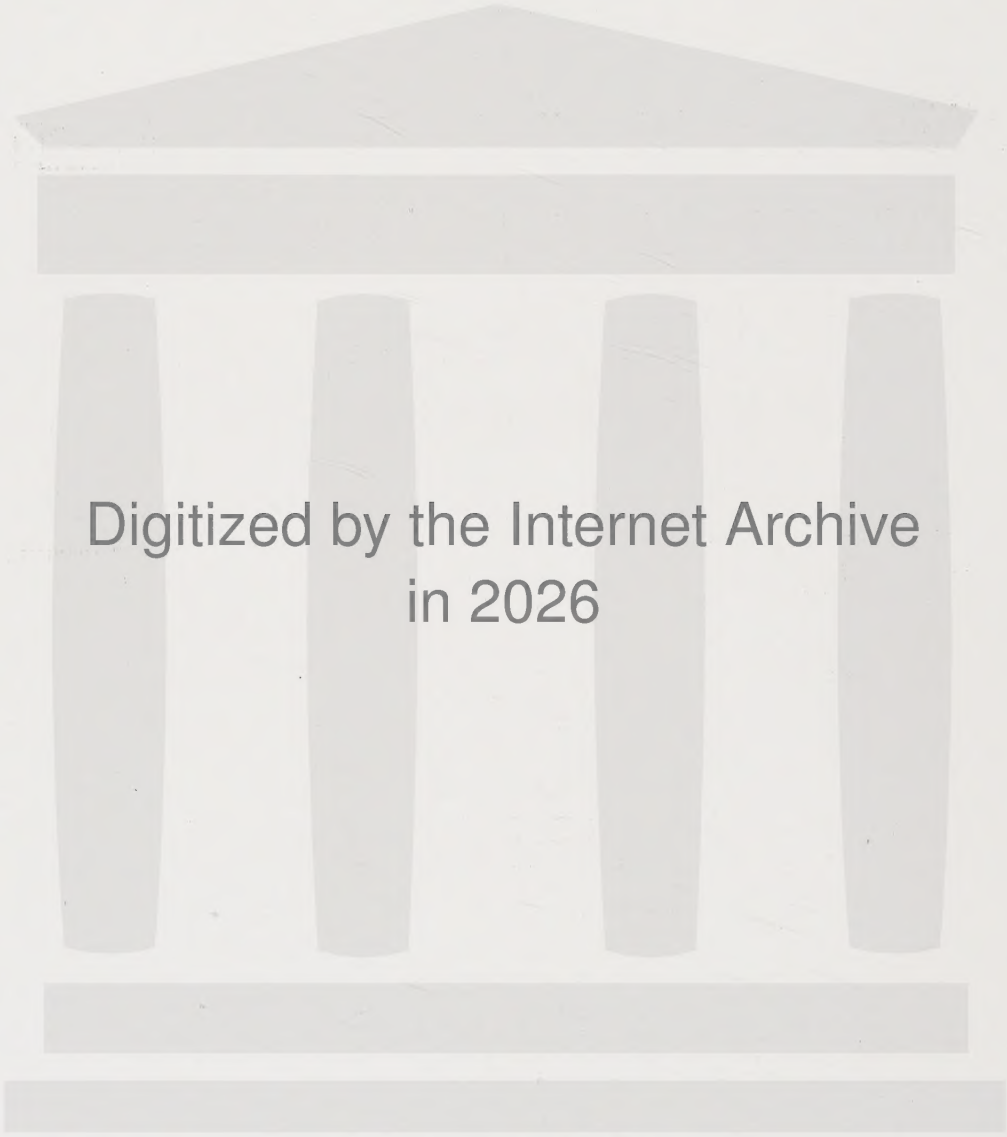
R. UNIV. BIBLIOTHEEK LEIDEN

VON

NILS ÅKESSON
LIC. PHIL., KR.

LUND
C. W. K. GLEERUP

LEIPZIG
OTTO HARRASSOWITZ


Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41553402_0038

LUNDS UNIVERSITETS ÅRSSKRIFT. N. F. Avd. 2. Bd 12. Nr 11.
KUNGL. FYSIOGRAFISKA SÄLLSKAPETS HANDLINGAR. N. F. Bd 27. Nr 11.

ÜBER

DIE GESCHWINDIGKEITSVERLUSTE BEI DEN LANGSAMEN KATHODENSTRAHLEN UND ÜBER DEREN SELEKTIVE ABSORPTION

VON

NILS ÅKESSON

R. UNIV. BIBLIOTHEEK LEIDEN

LUND
C. W. K. GLEERUP

LEIPZIG
OTTO HARRASSOWITZ

Der K. Physiographischen Gesellschaft am 17. mai 1916 vorgelegt.

LUND 1916
HÅKAN OHLSSONS BUCHDRUCKEREI

Einleitung.

Der Zweck dieser Experimentaluntersuchung war zu messen, wie sich die Geschwindigkeit eines langsamen Kathodenstrahles beim Zusammentreffen mit *einem* Moleküle verändert. Der Betrag dieser Veränderung ist von Bedeutung in der modernen Physik, da er Aufschluss über den Energieaustausch zwischen Elektronen und Molekülen gibt. Es wird im ersten Teil der Untersuchung diese Frage behandelt.

Im zweiten Teil wird das Vorhandensein selektiver Kathodenstrahlenabsorption nachgewiesen. Eine selektive Absorption war bei Kathodenstrahlen bisher nicht beobachtet, obwohl verschiedene Untersuchungen über die Absorption der langsamsten Strahlen vorhanden sind. Das Wesen der selektiven Absorption besteht darin, dass *Kathodenstrahlen grösserer Geschwindigkeit besser absorbiert werden als Strahlen geringerer Geschwindigkeit.*

Da es sich beim Gang der Untersuchung zeigte, dass elektrische Ladungen im Glase des verwandten Versuchsrohres auftraten, wodurch die Messungen öfter sehr erschwert wurden, und weil das Handhaben des Glasrohres unbequem war, wird zum Schluss ein Vakuumrohr aus Metall beschrieben, dessen Vorteile den Glasrohren gegenüber recht beträchtlich sind.

ERSTER TEIL.

A. Historisches.

Das Problem der Geschwindigkeitsverluste der Kathodenstrahlen ist zum ersten Male von LENARD behandelt worden[1]. Er kam dabei zu dem Resultate, dass die schnellen Kathodenstrahlen, die in einem Entladungsrohr mit Hilfe von einem Induktorium erzeugt werden, Tausende von Atomen durchqueren können, ohne dass deren Geschwindigkeit wesentlich verändert wurde[2]. Dagegen könnten schon die sehr langsamen, durch ultraviolettes Licht ausgelösten und in einem elektrischen Felde auf einige Volt Geschwindigkeit beschleunigten Strahlen beträchtliche Geschwindigkeitsverluste beim Zusammentreffen mit einem einzigen Wasserstoffmoleküle erfahren[3]. Nachher wurde jedoch von anderer Seite[4] gefunden, dass auch sehr schnelle Kathodenstrahlen (β-Strahlen von gewissen radioactiven Substanzen) beim Durchqueren dünner Metallfolie Geschwindigkeitsverluste unterlagen. Der Betrag des Geschwindigkeitsverlustes wird für eine konstante Dicke der durchstrahlten Folie grösser mit abnehmender Geschwindigkeit des einfallenden Strahles. Danach ist zu erwarten, dass der Geschwindigkeitsverlust bei ganz langsamen Strahlen sehr gross sein muss, wie es ja auch von LENARD gefunden ist. Versuche mit langsamen Strahlen liegen jedoch mit wenigen Ausnahmen nicht vor. Herr LEITHÄUSER hat mit Strahlen von 17,000 bis 11,000 Volt experimentiert und hat eine erhebliche Geschwindigkeitsabnahme beim Durchdringen dünner Aluminiumfolie festgestellt[5].

Beim Übergang zu noch geringeren Geschwindigkeiten treten grosse experimentelle Schwierigkeiten ein wegen der bedeutenden Absorption der Strahlen. Aus diesem Grunde können Versuche mit Metallfolie nicht ausgeführt werden, da die Strahlen schon in der dünnsten herstellbaren Folie praktisch vollständig absorbiert werden.

---

[1] P. LENARD, Annalen d. Phys. 1894. B. 52. S. 23.
[2] l. c. 1903. B. 12. S. 706.
[3] l. c. S. 727.
[4] O. v. BAYER, Phys. Zeitschr. 1912. S. 485.
W. WILSON, Proc. Roy. Soc. A. 84. S. 141. 1910.
[5] G. E. LEITHÄUSER, Ann. d. Phys. 15. S. 283.

Versuche mit langsamen Strahlen müssen demnach in verdünnten Gasen vorgenommen werden. Dabei wird der Vorteil erreicht, dass die Verdünnung so weit getrieben werden kann, dass die Strahlen auf ihren Wege nur mit einzelnen Molekülen zusammentreffen. Diesen Weg haben die Herren Franck und Hertz eingeschlagen [1]. Die Herren Franck und Hertz haben nur ganz langsam bewegte Elektronen — hauptsächlich mit Geschwindigkeiten unterhalb der Trägerbildungsspannung — untersucht. Sie haben gefunden, dass der »Stoss» zwischen Elektronen und Molekülen jedenfalls nur mit ganz geringen Energieverlusten stattfindet, wenn die Geschwindigkeit der Elektronen unterhalb der Trägerbildungsspannung des betreffenden Gases ist [2]. Der Betrag des Geschwindigkeitsverlustes bei einem einzigen Zusammentreffen konnte nicht zahlenmässig ausgedrückt werden, war aber um so geringer, je kleiner die Elektronenaffinität der betreffenden Gasmoleküle war. Er betrug im Wasserstoff höchstens ein Bruchteil von einem Volt.

Ist dagegen die Geschwindigkeit des Elektrons gleich der Trägerbildungsspannung des betreffenden Gases, so gibt das Elektron beim Zusammentreffen mit dem Moleküle seine ganze Energie ab. »Der Stoss» sollte dann vollkommen unelastisch sein [3].

Diese Untersuchungen von den Herren Franck und Hertz enthalten die neuesten direkten Resultate über das Verhalten langsam bewegter Elektronen. Sie haben sehr dazu beigetragen, den Mechanismus des Energieaustausches zwischen Elektronen und Molekülen klarzulegen [4].

Im folgenden werden zu den bisherigen Resultaten noch neue erbracht. Es wird das Verhalten langsamer Strahlen den Molekülen gegenüber teils unterhalb teils oberhalb der Trägerbildungsspannung des betreffenden Moleküls behandelt.

Wir werden finden, das auch unterhalb der Trägerbildungsspannung *grosse* Energieumsetzungen zwischen Strahlen und Molekülen stattfinden.

Der Betrag des Energieverlustes *bei einem einzigen Zusammentreffen* eines Elektrons mit einem Moleküle wird mit Genauigkeit bestimmt. Aus den in dieser Weise ermittelten Zahlen lassen sich nicht unwichtige Schlüsse in Bezug auf die die Energieabsorption der verschiedenen Molekülgattungen ziehen.

B. Versuchsanordnung.

Die benutzte Versuchsanordnung war die Gegenspannungsmethode.

Die Figur I zeigt diese in schematischer Darstellung. Die ultravioletten Strahlen einer Quecksilberlampe treten durch das Quarzfenster bei Q und treffen die Kathode U des Versuchsrohres. Dabei werden sehr langsame Kathodenstrahlen erzeugt. In einem zwischen U und dem Platinnetze E eingeschalteten elektrischen

[1] J. Franck und G. Hertz, Berichte d. d. phys. G. B. 15. 1913. S. 373.
[2] l. c. S. 619.
[3] l. c. B. 16. 1914. S. 462.
[4] N. Bohr, Phil. Mag. 1915. S. 608.

Felde werden die Strahlen auf die gewünschte Geschwindigkeit gebracht. Jetzt durchdringen die Strahlen den eigentlichen Versuchsraum, treten aber bei E_1 wieder in ein elektrisches Feld, das dem Felde zwischen U und E entgegengeschaltet ist. Hier werden die Strahlen gebremst. Ist die Geschwindigkeit der Strahlen in Volt gemessen grösser als die Potentialdifferenz zwischen E_1 und K, so gelangen die Strahlen zum Auffangskäfig K, und die Menge dieser Strahlen kann elektrometrisch gemessen werden. Ist aber die Geschwindigkeit der Strahlen kleiner als das bremsende Feld in Volt, so haben sie zu wenig Energie zum Durchdringen des elektri-

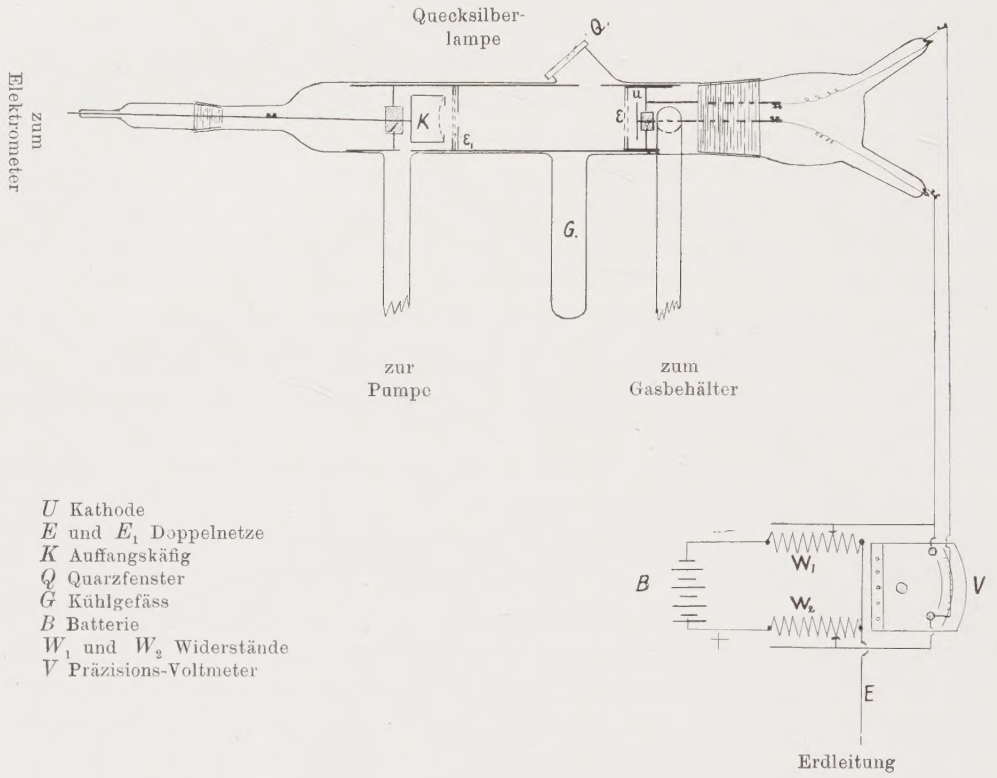


Fig. I.
Skala: $^1/_4$

schen Feldes und werden wieder in den Versuchsraum zurückgeschleudert. Wird das bremsende Feld variiert, das Feld zwischen U und E aber konstant gehalten, so können dann sowohl die Geschwindigkeiten der zu K gelangenden Strahlen wie die Menge, die auf die verschiedenen Geschwindigkeiten verteilt ist, gemessen werden.

Es wird also möglich, durch Variation dieses bremsenden Feldes, die Geschwindigkeiten der ankommenden Strahlen zu messen. Es kann dann auch im Prinzip leicht der Einfluss eines im Versuchsraum befindlichen Gases auf die von E mit praktisch genommen konstanter Geschwindigkeit kommenden Strahlen untersucht werden.

Die Ausführung einer Beobachtung geschah dann folgendermassen. Zwischen U und E wird ein elektrisches Feld eingeschaltet, das während der ganzen Beobachtungsreihe konstant gehalten wird. Dies Feld misst die Strahlengeschwindigkeit [1]. Zwischen E_1 und K wird ein beliebiges bremsendes Feld eingeschaltet, die Platte U wird eine Zeitlang durch das Öffnen einer vor dem Fenster befindlichen Blende beleuchtet (gewöhnlich 30 Sek.) und der dabei am Elektrometer erhaltene Ausschlag beobachtet. Es wird dann ein anderes bremsendes Feld zwischen E_1 und K eingeschaltet und die Messung in genau derselben Weise wiederholt u. s. w.

Die folgende Tabelle zeigt zur Verdeutlichung der Ausführung einer Messung eine beliebig ausgewählte Beobachtungsreihe.

Methan. Beleuchtungszeit 30 Sek.
Strahlengeschwindigkeit — 30 Volt.
Druck 0,0113 mm. Hg. Versuchsrohr gekühlt.

Bremsendes Feld in Volt.	Nullpunkt des Elektrometers.	Skala.	Ausschlag in Skalenteilen.
27,5	540	488	52
23	541	487	54
0	541	355	186
19	541	474	67
12	541	458	83
21	541	482	59
17	542	469	73
14	542	461	81
20	539	576	63
18	542	570	72
25	538	586	52
8	542	452	90
10	542	456	86
16	541	567	73
5	541	435	106
2	541	410	131
30	542	562	— 20
32	540	572	— 32
35	539	571	— 32
29	539	546	— 7

Die beobachteten Elektrometerausschläge werden dann als Ordinaten, die zugehörigen bremsenden Spannungen als Abszissen graphisch eingetragen, wobei bei Gasfüllung und im Vakuum Kurven von dem Aussehen der Figuren II u. IV—VIII erhalten werden.

[1] Es sind um die wahre Geschwindigkeit zu bekommen noch zwei kleine Korrektionen zuzufügen. Die eine kommt daher, dass die Quanten aus der Platte mit Anfangsgeschwindigkeit heraustreten, die andere weil zwischen der Platte (Zink) und dem Spannungszuführungsdraht eine Volta-Potentialdifferenz vorhanden ist. Diese Korrektionen haben ein entgegengesetztes Zeichen. Sie sind im Folgenden nicht berücksichtigt, da sie sich bei der Bestimmung der Geschwindigkeitsverluste aus den Kurven im Resultat aufheben.

Das Vorhandensein der Volta-Potentialdifferenz ist in den Energieverteilungskurven direkt daraus zu erkennen, dass das Energiemaximum um ein Volt gegen die beschleunigende Spannung verschoben ist.

a. Versuche in Vakuum.

Als ein Kriterium der Brauchbarkeit und der Vorzüglichkeit der benutzten Methode gilt jetzt von der in Vakuum (wo jedenfalls nur geringe Mengen Gasreste noch vorkommen) erhaltenen Kurve, dass sie der Abszissenachse vollkommen parallell verlaufen soll, bis die Spannung des bremsenden Feldes genau gleich der kleinsten Geschwindigkeit der zum Käfig kommenden Strahlen ist. Dann muss die

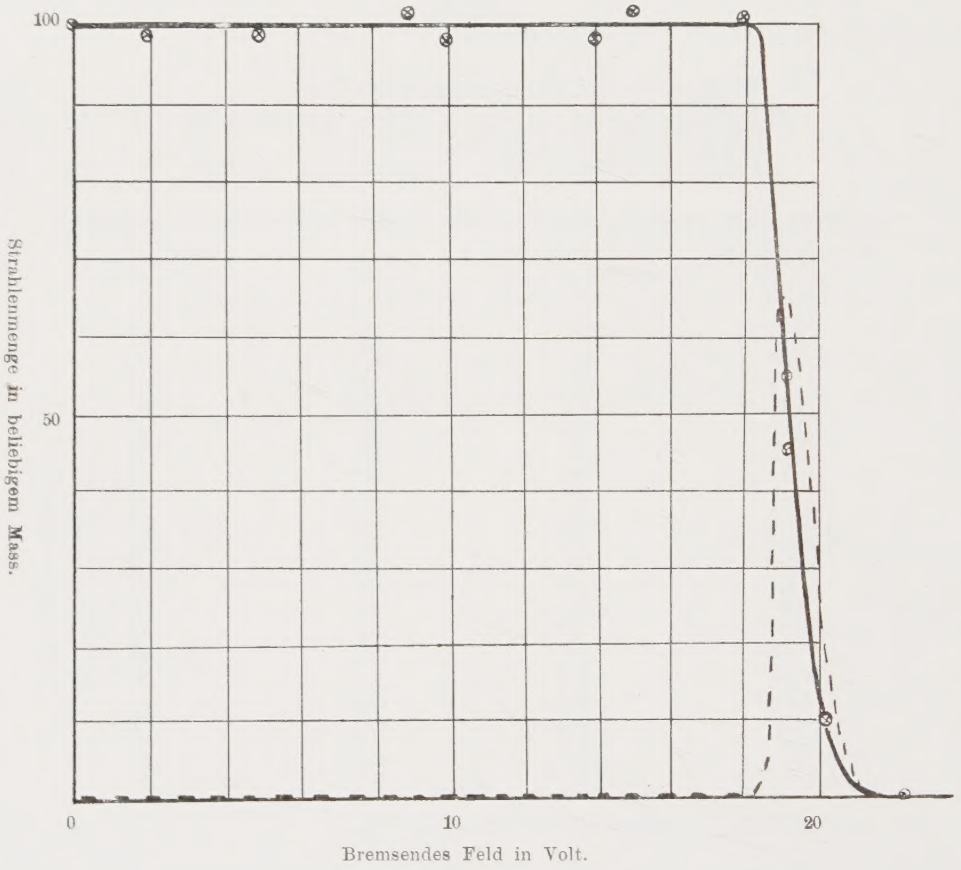


Fig. II.
Vakuum. Druck 0.00001 mm Hg.

Kurve ziemlich steil abfallen entsprechend den normalen Geschwindigkeitsverteilungskomponenten der von der Platte ausgestrahlten Elektronen. Nur wenn dies der Fall ist, wird die in den Käfig einfallende Strahlung in Bezug auf ihre Menge und ihre Geschwindigkeit von dem Analysator richtig registriert.

Wie die ausgezogene Kurve der Figur II deutlich zeigt, werden die gegebenen Bedingungen in unserem Falle erfüllt und das benutzte Auffangssystem kann als vollkommen betrachtet werden.

Es wurde dies Resultat nicht ohne erhebliche Schwierigkeiten erreicht. Aus verschiedenen Versuchen mit anderen Auffangssystemen als dem hier benutzten ging es hervor, dass ungewollte elektrische Kräfte die Kurve so beeinflussten, dass sie eine gegen die X-Achse geneigte Lage einnahm. Diese Kräfte hatten ihren Sitz im Auffangssystem. Durch das Netz hindurch, auf der dem Versuchsraum zugekehrten Seite, tritt ein elektrisches Streufeld. Die seitlichen Kraftkomponenten dieses Streufeldes geben den ankommenden Strahlen seitliche Geschwindigkeitskomponenten, und ein Teil der Strahlen, die bei kleiner bremsenden Spannung in den Käfig gelangen, wird bei grösserer Spannung durch die Wirkung dieses Streufeldes vom Käfig ferngehalten und von der Netzfläche absorbiert.

Diese Wirkung hat einen üblen Einfluss auf das Aussehen der Kurven. Die scharfen Abstufungen der Kurven (IV—VIII) verschwinden oder werden undeutlich, da die Wirkung des Streufeldes auf die langsamen Strahlen viel grösser als auf die schnelleren Strahlen ist.

Besonders am Ende der Kurve war die Wirkung des Streufeldes deutlich zu sehen, denn der Abfall der Kurve fing schon an bei einer bremsenden Spannung, die bedeutend niedriger war als die Geschwindigkeit der ankommenden Strahlen.

Es schienen demnach die ankommenden Strahlen gegen die zwischen U und E eingeschaltete Spannung verzögert, was natürlich den Tatsachen keine Rechnung trägt. Es darf dann auch nicht geschlossen werden, dass die Strahlen Geschwindigkeitsverluste erlitten haben, denn die Wirkung ist ja auch in vollkommenen Vakuum vorhanden und nur der Unvollkommenheit des benutzten Auffangssystems zuzuschreiben.

Ich war darum bemüht diese Wirkung zu eleminieren. Ich habe das zuerst benutzte Netz (Platinnetz, berusst, Fadendicke 0,1 mm) durch eine durchlöcherte Platte (Messing, Dicke 1,5 mm, Löchergrösse 1 mm^2) ersetzt, durch deren Kanälchen die Strahlen hindurchtraten. Da die Kraftlinien jetzt in den Kanälchen enden war zu erwarten, dass die Strahlen nur ganz geringe seitliche Geschwindigkeitskomponenten bekämen. Die experimentelle Kurve zeigte sich jedoch in diesem Falle noch mehr verzerrt als im ersten Falle, wo das einfache Platinnetz benutzt wurde. Dies kam offenbar daher, dass die verhältnismässig grossen Kanälchenflächen die darüber streifenden, wenig abgelenkten Strahlen absorbierten.

Es wurde dann klar, dass sowohl das Streufeld wie eine grosse Auffangsfläche vermieden werden mussten. Dies wird erreicht durch ein Doppelnetz vom sehr dünnen Platindraht[1]. Die mit dem Doppelnetz in Vakuum erhaltene Kurve verlief vom Abszissen-Nullpunkt ab dieser Achse vollkommen parallell, wie es die Figur II darstellt.

Es zeigte sich jedoch noch am Ende der Kurve eine kleine Verzerrung, wodurch der steile Abfall am Ende der Kurve etwas früher anfing als entsprechend der zwischen U und E eingeschalteten Spannung zu erwarten war. Es wurde ver-

[1] Das Platinnetz wurde ganz einfach so gemacht, dass dünner Platindraht — Dicke 0.02 mm — auf einen Messingrahmen — Dicke 1 mm — aufgewickelt wurde. Die Maschengrösse war ungefär 1.5 mm^2.

mutet, es käme diese Wirkung von rückläufigen Strahlen vom Inneren des Käfigs. Diese Strahlen könnten nämlich von den elektrischen Kräften im Inneren des Käfigs wieder in den eigentlichen Versuchsraum zurückgeschleudert werden. Es wird dann nötig, auch elektrische Kräfte vom Inneren des Käfigs fernzuhalten. Zu diesem Zweck wurde in der Käfigöffnung ein gebogenes Platinnetz angebracht (Fig. I). Dies Netz hatte eine sehr vorteilhafte Wirkung.

Die jetzt im höchstmöglichen Vakuum erhaltene experimentelle Kurve stimmt mit der theoretischen Kurve vollkommen überein. Sie verläuft der Abszissen-Achse parallell, bis das bremsende Feld der Strahlengeschwindigkeit gleich ist. Sie fällt dann steil ab entsprechend der Verteilung der Anfangsgeschwindigkeiten der von der Kathode ausgeschleuderten Elektronen [1].

Die durch graphische Differentation der experimentellen Kurve erhaltene gestrichelte Kurve der Fig. II zeigt die Energieverteilung im Vakuum. Man sieht, wie zu erwarten ist, die Energie nur auf einen einzigen relativ kleinen Geschwindigkeitsbereich verteilt.

Es ist zu bemerken, dass diese Energieverteilung nur im höchstmöglichen Vakuum, das durch andauernde Wirkung der zur Evakuation benutzten Molekularpumpe [2] zusammen mit Kühlung gewisser Teile des Versuchsrohres samt der Verbindung mit dem zur Druckmessung gebrauchten Mc Leodschen Manometer erzielt wurde, stattfand. Die Kühlung geschah durch eine Kältemischung von absoluten Alkohol und fester Kohlensäure. Diese Kältemischung (von der Temperatur -72^{0} C.) [3] wurde in Dewar-Gefässen aufbewahrt, in welche die zu kühlenden Teile eingetaucht wurden.

Wurde das Versuchsrohr nicht gekühlt, so zeigte die Energieverteilungskurve die Energie über zwei Geschwindigkeitsbereiche verteilt. Der eine Bereich gehört den zum Käfig gelangten unveränderten Strahlen, der andere, wie im folgenden dargelegt wird, Strahlen an, die *beim Zusammentreffen mit den Molekülen des Gasresiduums Geschwindigkeitsverluste erlitten haben.*

Denn in dem Falle, wo das Versuchsrohr nicht gekühlt wird, können im Versuchsrohr ungeachtet andauernder Wirkung der Molekularpumpe noch Gasreste einen Druck ausüben, der dem Sättigungsdruck des Quecksilbers im Mc Leodschen Manometer gleich ist. Dieser Druck ist bei hoher Zimmertemperatur beträchtlich, wird jedoch nicht vom Manometer angezeigt [4]. Es wird demnach immer bei allen Versuchen, wo genaue Druckangaben erforderlich sind, das Versuchsrohr gekühlt.

[1] Ueber die lichtelektrische Geschwindigkeitsverteilung siehe C. Ramsauer. Ann. d. Ph. B. 45. 1914. S. 1121.

[2] Die für diese Versuche benutzte Molekularpumpe wurde von der Heidelberger Akademie der Wissenschaften zur Verfügung gestellt.

[3] Landolt-Börnstein: Physikalisch-Chemische Tabellen.

[4] Herr C. Ramsauer hat durch Absorptionsmessungen den Druck eines Molekularpumpenvakuums mit gleichzeitiger Kühlung zu weniger als 5 100000 mm. Hg. bestimmt. Siehe Ann. d. Phys. 1914. B. 45. S. 999.

Die Zimmertemperatur konnte im lichtelektrischen Arbeitszimmer des Heidelberger Physi-

Mit dem Manometer, das besonders zu diesem Zweck angefertigt und geeicht war, konnte der Druck entweder in 10^{-4} oder 10^{-5} mm Hg direkt gemessen werden. Durch Schätzung könnten noch Drucke auf 10^{-6} mm Hg genau abgelesen werden. Bei andauernde Wirkung der Molekularpumpe mit oder ohne Kühlung zeigte das Manometer weniger als 10^{-5} mm Hg Druck an.

Das benutzte Elektrometer war ein Binant nach Dolezalek, dessen Empfindlichkeit je nach den Bedingungen variiert wurde. Im allgemeinen betrug die Empfindlichkeit bei dem vorkommenden Skalenabstand ungefähr 300 Skalenteile pro Volt.

Die Spannungszuführung geschah von einer 110-Voltbatterie B (siehe Fig. I), die durch zwei Widerstände W_1 und W_2 — jeder von ungefähr 100 Ohm — kurzgeschlossen war. Der Vereinigungspunkt zwischen den beiden Widerständen war geerdet. Die Spannungsmessung geschah mit einem Präzisions-Hitzdraht-Voltmeter (Siemens u. Halske), dessen innerer Widerstand für die benutzte Empfindlichkeit 3000 Ohm betrug.

Zur Erzeugung des ultravioletten Lichtes diente eine Quarz-Quecksilberlampe nach Heraeus.

b. Versuche bei Gasfüllung.

Die Gaseinfüllung geschah mit Hülfe der in der Figur III gezeichneten Einrichtung. Das untere Ende führt zum Gasbehälter, wo das Gas aufbewahrt und sorgfältig mit Phosphorpentoxyd getrocknet wurde. An Versuchsrohr und Manometer waren ausserdem noch Trockengefässe mit Phosphorpentoxyd angebracht. Das obere Ende ist dem Versuchsrohr angeschlossen. Die Verbindung wird mit Hülfe der Hähne und der sehr dünnen Kapillare (Durchmesser ungefähr 0,02 mm, Länge variabel je nach den Bedingungen) hergestellt. Das Versuchsrohr wurde jetzt mit der Molekularpumpe vollkommen evakuiert, wonach die Verbindung mit dem Gasbehälter geöffnet wurde. Jetzt strömte das Gas in das Versuchsrohr hinein und wurde dann wieder durch die Molekularpumpe ausgepumpt[1]. Es könnte in dieser Weise das Versuchsrohr mit dem zu untersuchenden Gase gewaschen werden. Nach einigen Minuten

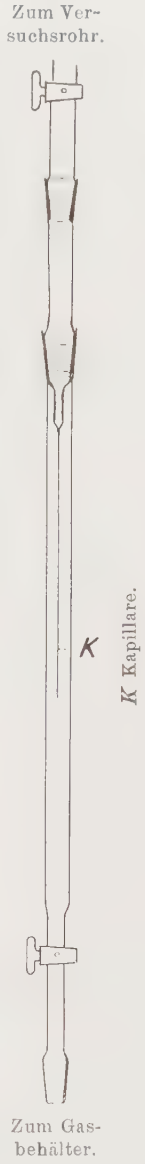


Fig. III.

kalischen Instituts im Sommer wochenlang 24° C. überschreiten. Wenn die Quecksilberlampe brannte, stieg die Temperatur öfter zu 28° C. Der Sättigungsdruck des Quecksilbers ist nach Hertz, Ann. d. Physik B. 17, 1882, bei 20° C. 0,0013 mm. Hg., bei 30° C. 0,0029 mm. Hg.

[1] Es wird in dieser Weise ein offenes Vakuum hergestellt. Die Molekularpumpe pumpt das Gas weg mit derselben Geschwindigkeit wie es durch die Kapillare hereinströmt. Das erhaltene Vakuum hält sich sehr konstant, was durch Kathodenstrahlenabsorptionsmessungen sehr genau

wurde die Verbindung mit dem Gasbehälter unterbrochen. Die Molekularpumpe wirkte noch einige Sekunden je nach dem gewünschten Druck, wurde dann abgestellt und die Messung vorgenommen.

Von den benutzten Gasen wurden Sauerstoff, Stickstoff, Kohlensäure und Wasserstoff käuflichen Bomben entnommen.

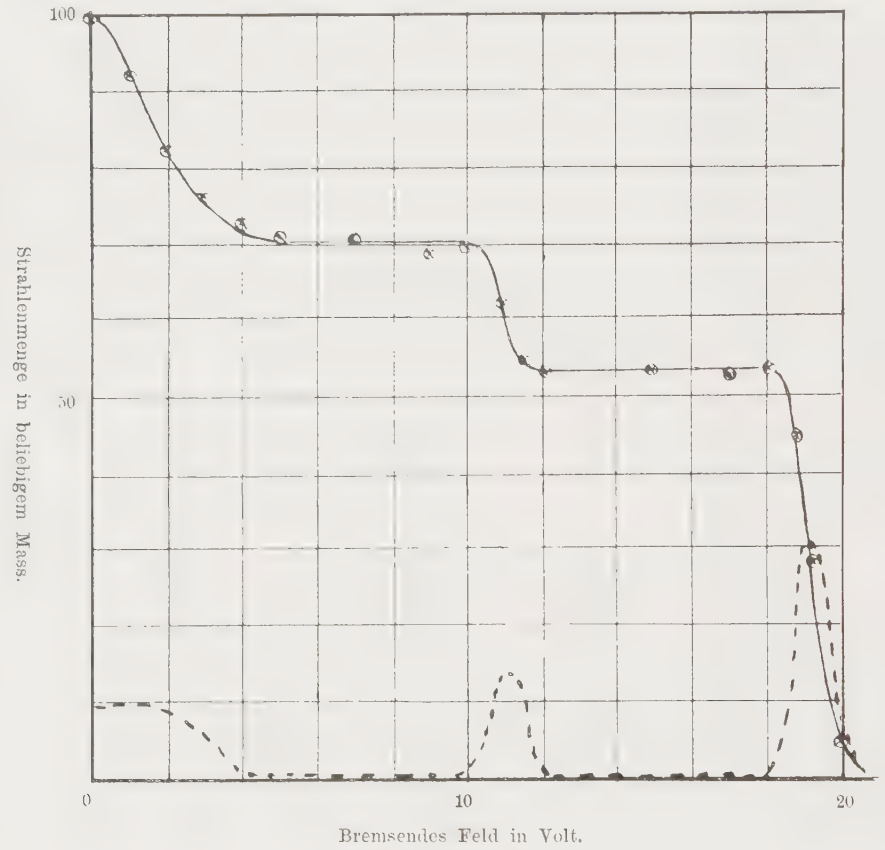


Fig. IV.
Sauerstoff. Druck 0,0109 mm Hg.

Das Methan wurde durch Erhitzen von ein Teil Natriumacetat und vier Teile Baryumoxyd gewonnen. Das Gas wurde in Natronlauge und konzentrierter Schwefelsäure gewaschen.

Kohlenoxyd wurde aus Ameisensäure und Schwefelsäure hergestellt, durch Alkalilauge geleitet und mit Phosphorpentoxyd getrocknet.

nachgeprüft wurde. Die Druckvariation ist einfach. Sie geschieht z. B. durch Regulieren der Tourenzahl der Molekularpumpe.

Die Druckmessung dagegen ist umständlich und kann mit Genauigkeit nur mit Kathodenstrahlen geschehen. Die Methode des durchziehenden Vakuums dürfte jedoch von Bedeutung sein in Fällen, wo es sich um Messungen in reinen Gasen handelt, wo jedoch keine genaue Druckangaben erforderlich sind (z. B. Schwellenwertbestimmungen).

Das Stickstoffoxydul wurde durch Erhitzen von Ammoniumnitrit gewonnen.

Das Propylen wurde mir von Herrn Prof. A. Becker zur Verfügung gestellt und von ihm als vollkommen rein bezeichnet.

C. Resultate.

Die ausgezogene Linie der Figur IV zeigt eine in Sauerstoff beobachtete Kurve. Es wird ohne weiteres deutlich, dass der Abfall der Kurve, bei ungefähr 11 Volt bremsender Spannung, durch das Ausschalten langsamer Strahlen durch das bremsende Feld verursacht ist. Diese ausgeschalteten Strahlen haben eine Geschwindigkeit von ungefähr 11 Volt, wie unmittelbar aus der Kurve zu sehen ist.

Über das Zustandekommen dieser langsamen Strahlen sei folgendes erwähnt. Da sie in Vakuum für dieselbe Spannung zwischen U und E (Fig. I) nicht vorkommen, müssen sie durch das Vorhandensein des Gases im Versuchsrohr verursacht sein.

Die möglichen Entstehungsarten sind dann die folgenden. Die Strahlen sind
A. entweder durch das ultraviolette Licht der Lampe im Gase ausgelöste Strahlen,
B. oder sekundäre Strahlen, die durch die von der Platte U kommenden primären Strahlen im Gasresiduum ausgelöst sind,
C. oder direkte, von der Platte U kommende Strahlen, die auf dem Wege zwischen U und K Geschwindigkeitsänderungen erlitten haben.

TABELLE I.

Sauerstoff.

Geschwindigkeit.	Druck.	$\frac{d}{\lambda}$	Geschwindigkeitsverluste. v.
10.	0.0048	0.8	8.0
15.	0.0129	2.2	8.5
20.	0.0046	0.8	8.5
20.	0.0109	1.9	8.3
50.	0.0109	1.9	8.0
Mittelwert.			8.3

Wir können leicht zwischen den drei Möglichkeiten entscheiden. Wir variieren nur die ursprüngliche Strahlengeschwindigkeit. Wir finden, wenn wir zu grösseren oder kleineren Geschwindigkeiten übergehen, dass die Stufenlänge konstant wird. — Als Stufenlänge bezeichnen wir den Abszissenabstand zwischen den Mittelpunkten der beiden steil abfallenden Teile der Kurve (Fig. IV). — Diese Stufenlängen sind in der Tabelle I in die letzte Kolumne eingetragen. Wird die Stufenlänge von der in der ersten Kolumne eingetragenen Geschwindigkeit abgezogen, so erhalten wir die Geschwindigkeit der neu vorkommenden Strahlen. Wir sehen also, dass die Geschwindigkeit dieser Strahlen von der Geschwindigkeit der von der

Platte kommenden Strahlen abhängig ist, und zwar in der Weise, dass, wenn die Geschwindigkeit der letzteren um einen bestimmten Betrag zunimmt, die Geschwindigkeit der im Gase entstandenen Strahlen um genau denselben Betrag zunimmt.

Jetzt ist aber die Geschwindigkeit sowohl durch ultraviolettes Licht ausgelöster Strahlen wie die der sekundären Kathodenstrahlen immer klein gefunden. Die Geschwindigkeit der sekundären Kathodenstrahlen ist weiter unabhängig von der Geschwindigkeit der sie erzeugenden Strahlen [1]. Für das ultraviolette Licht von einer bestimmten Lichtquelle ist auch eine konstante Geschwindigkeit oder jedenfalls Geschwindigkeitsverteilung zu erwarten. Da jedoch, wie oben gefunden, die langsameren Strahlen in unserem Falle eine von den erzeugenden Strahlen abhängige Geschwindigkeit haben, können sie *nicht* aus den unter *A* und *B* erwähnten Gründen entstanden sein. [2]

Es bleibt dann nur die dritte Möglichkeit übrig. Die beobachteten Strahlen, die langsamer sind als entsprechend der zwischen *U* und *E* eingeschalteten Spannung zu erwarten war, kommen zu Stande dadurch, dass die von der Platte *U kommenden Elektronen beim Zusammentreffen mit den Sauerstoffmolekülen im Versuchsrohr Geschwindigkeitsverluste erlitten haben.* Und im allgemeinen entstehen die Abstufungen der Kurven (Fig. IV—VIII) dadurch, dass die ursprünglichen Strahlen im Gasresiduum Geschwindigkeitsverlusten unterliegen, wodurch sie zu langsameren Strahlen umgewandelt werden. Der Betrag des Geschwindigkeitsverlustes ist der Stufenlänge gleich. In den Energieverteilungskurven (siehe die gestrichelte Kurve der Fig. IV und die ausgezogene untere Kurve der Fig. V) ist der Betrag des Geschwindigkeitsverlustes gleich der Abszissendifferenz der Energiemaxima zu setzen, wobei die Differenzen von dem Maximum der unveränderten Strahlen gerechnet werden.

In nicht ganz derselben Weise muss der öfter beobachtete, ziemlich steile erste Abfall [von 0 bis 2 oder 3 Volt] sämtlicher für die gewöhnlich benutzten Geschwindigkeiten aufgenommener Kurven (Siehe z. B. Fig. IV und V) gedeutet werden. In der Tat können hier verschiedene Wirkungen die Kurvenform beeintlussen. Wir werden darum diese Wirkungen jede für sich betrachten.

Langsame, sekundäre Kathodenstrahlen können zum Kätig durchdringen, wenn das bremsende Feld noch schwach ist. Sobald jedoch das Feld die Stärke der grössten vorkommenden Geschwindigkeiten dieser sekundären Strahlen erreicht hat, werden sie alle wieder in den eigentlichen Verzuchsraum zurückgeschleudert. Da die Kurven im allgemeinen schon von 3 Volt bremsender Spannung ab der Abszissenachse parallel verlaufen, so ist mit Sicherheit der Eintluss der sekundären

[1] P. Lenard, Ann. d. Phys. B. 8. S. 196. 1902. B. 15. S. 502. 1904.

[2] Im elektrischen Felde zwischen *U* und *E* beschleunigte sekundare oder durch das ultraviolette Licht ausgelöste beschleunigte Elektronen können keinen *steilen* Abfall wie den beobachteten verursachen. Es müssten nämlich, waren diese Strahlen vorhanden, alle Geschwindigkeiten von einem unteren Grenzwert — der Anfangsgeschwindigkeit — bis zu der Geschwindigkeit, die durch die Spannung zwischen *U* und *E* gegeben ist, + die Anfangsgeschwindigkeit vorkommen. Dies müsste eine Neigung der Kurve gegen die *X* Achse verursachen. Da eine Neigung nicht zu beobachten ist, ist es deutlich, dass Strahlen der erwähnten Art jedenfalls nur in sehr geringer Menge vorkommen.

Strahlen von 3 Volt ab in den Kurven eleminiert. Dagegen scheint es nicht ausgeschlossen, dass sekundäre Strahlen zu diesem ersten Kurvenabfall beigetragen haben.

In der Nähe der Blendenöffnung vor dem Netze entstandene, sehr abgelenkte Strahlen müssen dieselbe Wirkung auf die Kurvenform wie langsame sekundäre

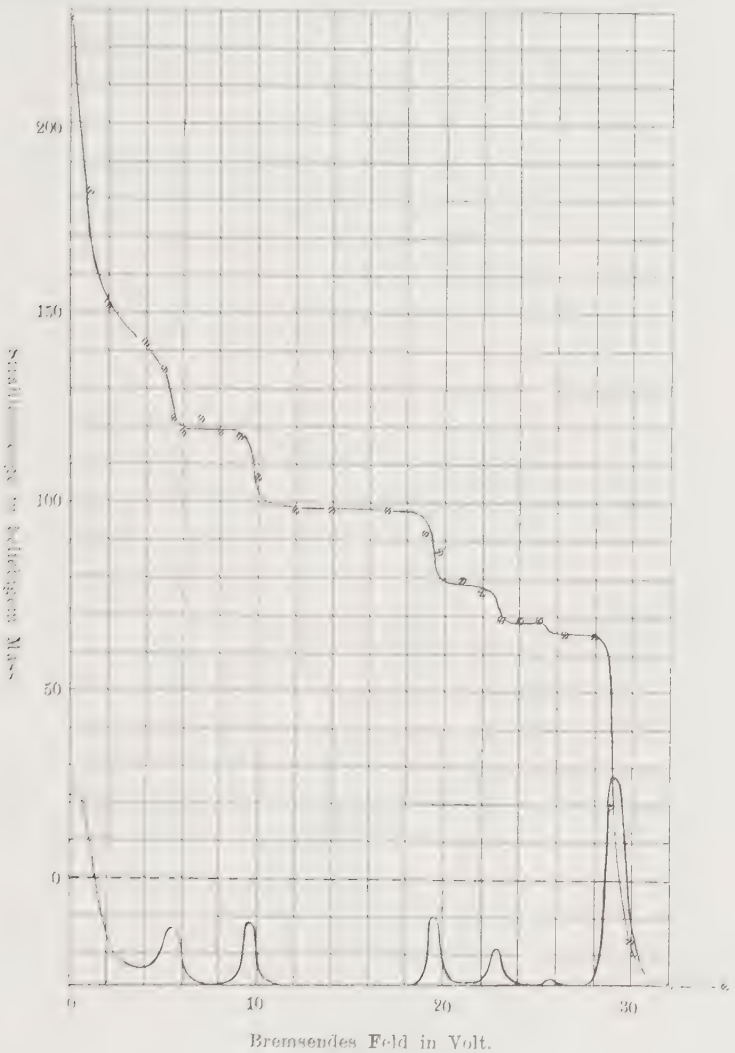


Fig. V.
Propylen. Druck 0.0058 mm Hg.

Strahlen ausüben. Das analysierende Feld misst nämlich nur die dem Felde parallellen Geschwindigkeitskomponenten, wodurch die gemessene Geschwindigkeit um so kleiner herauskommt, je schräger die Strahlen in dem Felde verlaufen. Aus oben erwähntem Grunde ist es ersichtlich, dass auch von 3 Volt ab die Wirkung der abgelenkten Strahlen auf die Kurvenform praktisch genommen eliminiert ist.

Im Gase entstandene positive Elektrizitätsträger haben gerade die entgegengesetzte Wirkung wie sekundäre und abgelenkte Strahlen. Sie neutralisieren einen Teil der negativen Ladung des Käfigs, wodurch die Elektrometerausschläge kleiner ausfallen als wenn diese Träger nicht vorhandenden wären. Der Einfluss der Träger kann folgendermassen eleminiert werden. Wir schalten das bremsende Feld zwischen E_1 und K stärker als das zwischen U und E eingeschaltete Feld. Dann kommen

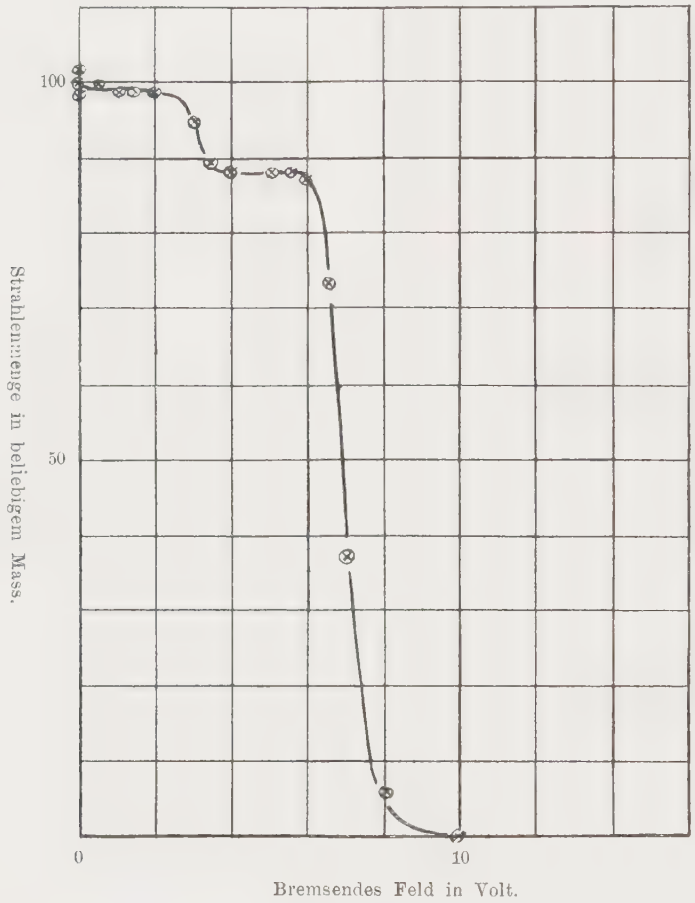


Fig. VI.
Wasserstoff. Druck 0.0046 mm Hg.

überhaupt keine Strahlen mehr zum Käfig durch. Die Elektrometerausschläge erfolgen jetzt nach der anderen Seite hin, entsprechend dem Trägereinfluss. Die Ausschläge sind konstant und unabhängig von der bremsenden Spannung, wenn diese nur so gross gewählt ist, dass alle Strahlen von dem Käfig fern gehalten werden. Die Forsetzung der im Gase bei höheren Geschwindigkeiten aufgenommen Kurven verläuft dann unterhalb der X-Achse, jedoch dieser Achse parallell (siehe Fig. V, wo die gestrichelte wagerechte Linie den Nullpunkt der Elektrometerskala

bedeutet). Wird diese wagerechte Linie als Null-Linie für die Ordinaten genommen, so wird auch der Einfluss der positiven Träger auf die Kurvenform eliminiert. Sämtliche Kurven sind danach korrigiert.

Der negative Ausschlag ist jedoch immer bedeutend geringer als der Ordinatenabfall des ersten Kurventeils bis 3 Volt (siehe Fig. V). Da die Wirkung der positiven Träger zum Teil die Wirkung der sekundären und der abgelenkten

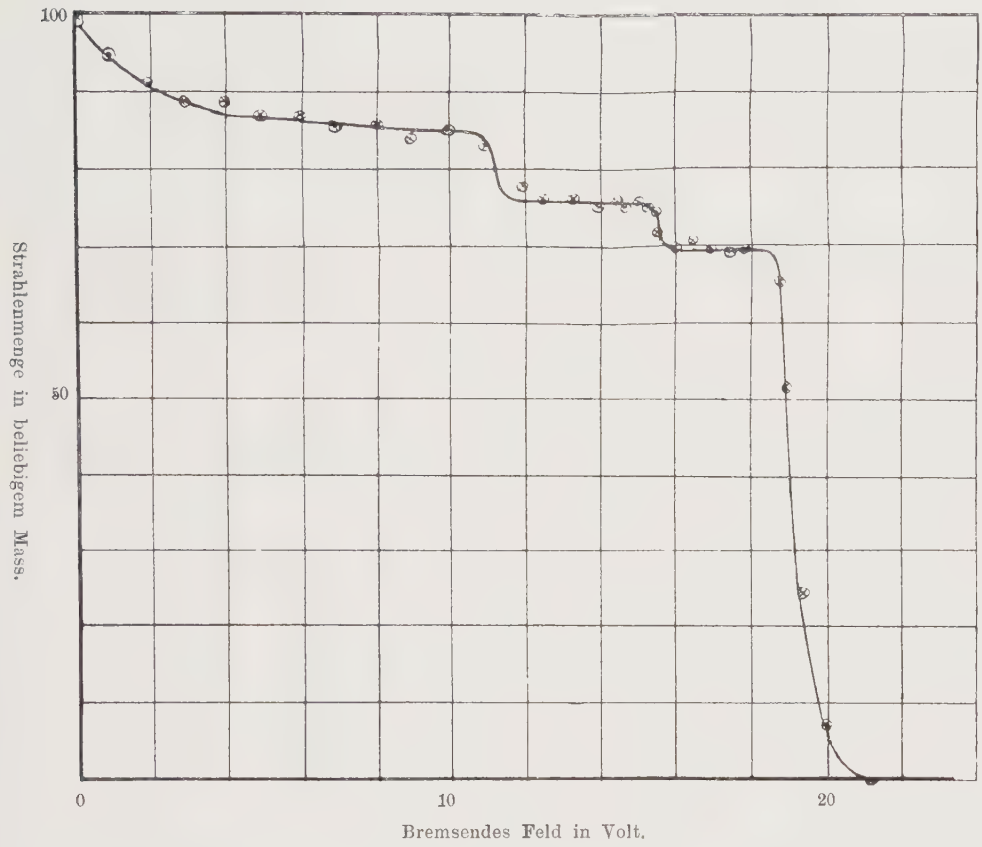


Fig. VII.

Wasserstoff. Druck 0.0094 mm Hg.

Strahlen aufhebt, und da die Wirkung der letzteren Strahlengattungen nicht gross ist, was dadurch deutlich ersichtlich ist, dass für Geschwindigkeiten unterhalb der Trägerbildungsspannung aufgenommene Kurven nicht den ersten Abfall zeigen (siehe Fig. VI), so erhellt es, dass die erwähnten Ursachen den ersten Kurvenabfall nicht allein bestimmen. Es ist nötig anzunehmen, dass auch hier Strahlen, die durch Geschwindigkeitsverluste entstanden sind, mitspielen. Da es jedoch nicht möglich ist, die verschiedenen Einflüsse quantitativ von einander zu trennen, werden wir im folgenden von diesem ersten Kurventeil keinen Gebrauch machen.

1. Die Stufenlängen.

Der Begriff Stufenlänge ist schon definiert (siehe Seite 13). Seine Bedeutung ist ausserdem aus den Kurven direkt zu ersehen. Die Länge einer Stufe ist dem erlittenen Geschwindigkeitsverlust gleich.

In den Tabellen I—VI sind in die mit v, $2v$, $3v$ u. s. w. bezeichneten Kolumnen sämtliche beobachtete Geschwindigkeitsverluste eingetragen. Die erste Kolumne der Tabelle enthält den unkorrigierten Geschwindigkeitswert des untersuchten Strahls in Volt gemessen. Die zweite Kolumne enthält den Druck im Versuchsrohr, in mm Hg gemessen, wobei im Falle, wo das Versuchsrohr nicht gekühlt wurde, dieser Druck mit dem Zeichen $>$ markiert ist. Die dritte Kolumne enthält die mittlere Stosszahl eines Elektrons mit den Molekülen auf dem Wege d zwischen U und K. Wir wollen diese Stosszahl jetzt berechnen.

Bezeichnungen.

λ = die mittlere freie Weglänge der Elektrone.
N = die Zahl der Moleküle in cm³. Bei 0° C und 760 mm Hg = $2.77 \cdot 10^{19}$.
N_1 = die Zahl der Elektronen in cm³.
r = der Molekülradius.
r_0 = der Elektronenradius.
V = die mittlere Geschwindigkeit der Moleküle.
V_1 = die Geschwindigkeit der Elektronen.

Es gilt dann nach Maxwell [1], wenn wir die Elektronen als Moleküle behandeln:

$$\frac{1}{\lambda} = 4\pi\sqrt{2}\, r_0^2 N_1 + \pi\sqrt{1+\frac{V^2}{V_1^2}}\,[r + r_0]^2 N.$$

Für die Elektronen ist jetzt r_0 gleich 0; V_1 unendlich und N_1 endlich zu setzen. Wir erhalten dann die Lenardsche Gleichung [2] für die mittlere freie Weglänge der Elektronen

$$\frac{1}{\lambda} = \pi r^2 N.$$

Es ist von Lenard und den Herren Franck und Hertz experimentell gezeigt worden, dass diese Gleichung für Kathodenstrahlen unterhalb der Trägerbildungsspannung wenigstens angenäherte Gültigkeit hat, wenn r der gaskinetisch berechnete Molekülradius ist. [3]

[1] J. C. Maxwell: Edinburgh philosophical journal, Seite 29. 1860.
[2] P. Lenard, Ann. d. Phys. B. 40 S. 401. 1913.
[3] P. Lenard, Ann. d. Phys. B. 12. S. 714. 1903. J. Franck und G. Hertz, Verhandl. d. d. phys. G. B. 15. S. 376. 1913.

Wir rechnen dann mit den gaskinetischen Molekülradien [1] und erhalten die Werte der dritten Kolumne, wenn d gleich 9 cm ist, was bei allen Versuchen der Fall war.

Aus den in dieser Weise erhaltenen Tabellen lassen sich folgende Schlüsse ziehen in Bezug auf:

a. Geschwindigkeitsverlust und Zahl der Zusammentreffen.

Wir finden für Sauerstoff in der Tabelle I, dass der Betrag des Geschwindigkeitsverlusts derselbe wird, wenn die Zahl der Zusammentreffen (gaskinetisch) der 20-Volt-Strahlen mit Molekülen rund 1 oder rund 2 ist (Kolumne 3). Da die Strahlen im letzten Falle im Mittel mit zwei Molekülen zusammentreffen, im ersten Falle nur mit einem, und da der Betrag des Geschwindigkeitsverlusts in beiden Fällen derselbe ist, wird es deutlich, dass dieser Geschwindigkeitsverlust bei einem einzigen Zusammentreffen erlitten ist.

TABELLE II.

Wasserstoff.

Geschwindigkeit.	Druck.	$\frac{d}{\lambda}$	Geschwindigkeitsverluste.			
			v	2 v	3 v	6 v
8.	0.0046	0.5	3.8	—	—	—
8.	0.0065	0.7	3.7	—	—	—
20.	0.0094	1.0	3.7	7.6	—	—
40.	0.0099	1.1	—	7.8	12.2	24.6
Mittelwert.			3.73	7.7	12.2	24.6
Wahrcheinlichster Wert.			4.07	8.14	12.21	24.42
Differenz			— 0.34	— 0.44	— 0.01	+ 0.18

In der Tabelle II für Wasserstoff ist für 20- und 40-Volt-Strahlen $\frac{d}{\lambda}$ gleich 1. Die Häfigkeit *eines* Zusammentreffens ist dann grösser als deren 2, 3 u. s. w. Wir finden jedoch aus der Kurve (siehe Fig. VII), dass der Geschwindigkeitsverlust rund 8 Volt häufiger als der Geschwindigkeitsverlust rund 4 Volt ist. Aus der Tabelle II sehen wir, dass die 40-Volt-Strahlen jedenfalls äusserst selten 4 Volt Geschwindigkeitsverlust erleiden [2], während dagegen die Geschwindigkeitsverluste 8 und 12 Volt deutlich vorkommen.

Eine in Kohlensäure bei dem Druck 0,0078 mm Hg erhaltene Kurve zeigte, dass 20-Volt-Strahlen dem Geschwindigkeitsverlust von rund 6,5 Volt bei diesem Druck nur selten unterlagen, dass jedoch die Häufigkeit dieses Geschwindigkeits-

[1] Landolt-Börnstein, Physikalisch-Chemische Tabellen.

[2] Bei der Bestimmung der Stufenlänge sind nur gut ausgeprägte Stufen mitgenommen.

verlust bei einem Druck von 0,0116 mm Hg (siehe Fig. VIII) nicht klein ist. Da im letzten Falle die Wahrscheinlichkeit eines Zusammentreffens kleiner als im ersten Falle ist, wird es deutlich aus diesen und dem oben Gesagten, dass die beobachteten Geschwindigkeitsverluste, sowohl die kleineren wie die grösseren, bei *einem einzigen Zusammentreffen* eines Elektrons mit einem Moleküle erlitten sind.

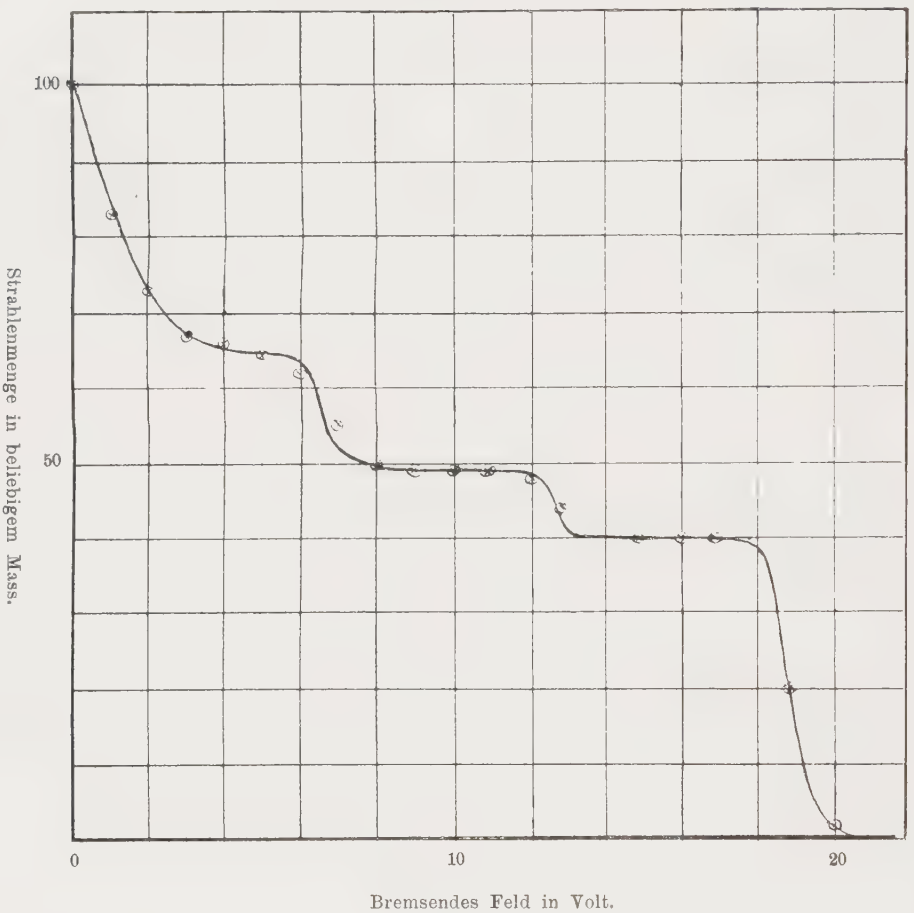


Fig. VIII.

Kohlensäure. Druck 0.0116 mm Hg.

Dies ist nicht so zu deuten, dass Elektronen Geschwindigkeitsverluste bei nach einander folgenden Zusammentreffen mit Molekülen nicht unterliegen können. Nur wird die Wahrscheinlichkeit, dass ein Elektron nach einem zweiten oder dritten Zusammentreffen mit einem Moleküle, wobei es Geschwindigkeitsverluste erlitten hat [die ohne Zweifel von grossen Richtungsablenkungen begleitet sind], in dem Auffangskäfig aufgefangen werden soll, sehr klein sein.

b. Geschwindigkeitsverlust und primäre Geschwindigkeit.

In dem historischen Teil ist schon hervorgehoben, dass der Geschwindigkeitsverlust immer als eine von der Geschwindigkeit der benutzten Strahlen abhängige Grösse gefunden worden ist, und zwar als eine mit zunehmender Primärgeschwindigkeit abnehmende Grösse. Wir werden finden, dass für die hier benutzten Strahlen in dem untersuchten Geschwindigkeitsintervall dies nicht der Fall ist.

Wir finden (siehe Fig. VI und Tabelle II), dass in Wasserstoff 8-Volt-Strahlen 4 Volt Geschwindigkeit verlieren können, und dass auch 20-Volt-Strahlen (Figur VII) demselben Geschwindigkeitsverlust unterliegen. In Propylen (Figur V und Tabelle III) verlieren 20- und 30-Volt-Strahlen beide rund 7 Volt. In Kohlensäure verlieren 15-, 20- und 30-Volt-Strahlen alle rund 7 Volt (Tabelle IV). 20- und 30-Volt-Strahlen können ausserdem einem Geschwindigkeitsverlust von rund 13 Volt unterliegen (Figur VIII und Tabelle IV). In Sauerstoff können 10-, 20- und 50-Volt-Strahlen alle demselben Geschwindigkeitsverlust von rund 8 Volt unterliegen (Figur IV und Tabelle I).

TABELLE III.

Propylén.

Geschwindigkeit.	Druck.	$\frac{d}{\lambda}$	Geschwindigkeitsverluste.						
			v	2 v	3 v	4 v	5 v	6 v	7 v
20.	0.0058	—	—	7.6	—	14.2	—	—	—
30.	0.0058	—	3.6	7.0	9.8	—	—	19.8	24.0
Mittelwert.			3.6	7.3	9.8	14.2	—	19.8	24.0
Wahrscheinlichster Wert.			3.4	6.8	10.2	13.6	—	20.4	23.8
Differenz .			+ 0.2	— 0.5	— 0.4	+ 0.6	—	— 0.6	+ 0.2

TABELLE IV.

Kohlensäure.

Geschwindigkeit.	Druck.	$\frac{d}{\lambda}$	Geschwindigkeitsverluste.		
			v	2 v	3 v
15.	0.0078	1.6	7.4	—	—
20.	0.0078	1.6	—	13.0	—
20.	0.0109	2.3	—	12.8	—
20.	0.0116	2.5	6.6	12.6	—
30.	0.0116	2.5	7.0	13.0	19.6
Mittelwert.			7.0	12.9	19.6
Wahrscheinlichster Wert.			6.41	12.82	19.23
Differenz			+ 0.59	+ 0.08	— 0.23

Es wird dann aus dem oben Gesagten klar, dass der Betrag des Geschwindigkeitsverlusts in dem untersuchten Geschwindigkeitsinterwall nicht eine mit zunehmender Geschwindigkeit abnehmende Grösse ist. Viel mehr ist *der Betrag des Geschwindigkeitsverlustes in Volt gemessen von der Geschwindigkeit der untersuchten Strahlen innerhalb der Fehlergrenzen vollkommen unabhängig.*

Wir gelangen dann zu folgender Übersicht über das Verhalten von Strahlen verschiedener Geschwindigkeiten. Hat der Strahl nicht die Geschwindigkeit des kleinsten gefundenen Geschwindigkeitsverlustes erreicht, so kann er nicht — in dieser Weise wenigstens — zum Energieaustausch mit dem Moleküle gelangen. Dann findet wahrscheinlich Elektronenreflexion ohne Energieverlust statt. Hat aber die Geschwindigkeit des Strahls genau den Betrag des kleinsten möglichen Energieverlustes erreicht, so *kann* er beim Zusammentreffen mit dem Moleküle seine ganze Energie abgeben. Ist die Energie des Strahls grösser als der Betrag des kleinsten Energieverlustes, so kann der Strahl beim Zusammentreffen mit dem Moleküle einen Teil seiner Energie — ein Energiequant — abgeben, wonach die elektrische Ladung mit dem Geschwindigkeitsrest weiter fliegt. Ist die Geschwindigkeit des Strahls gross im Verhältnis zu dem kleinsten möglichen Geschwindigkeitsverlust, so kann der Strahl, wie aus den Tabellen I—VI ersichtlich ist, und wie es jetzt genauer dargelegt wird, bei einem Zusammentreffen mit dem Moleküle mehrere Energiequanten abgeben.

c. Die Multiplen des kleinsten Energieverlustes.

Aus den Tabellen I—VI ist leicht zu ersehen, wie die bei verschiedenen Geschwindigkeiten beobachteten Geschwindigkeitsverluste zusammengehören. Die Mittelwerte dieser beobachteten Geschwindigkeitsverluste lassen sich aber als einfache kleine Multiplen eines kleinsten möglichen Geschwindigkeitsverlustes darstellen. Die Abweichungen dieser Mittelwerte von den nach der Methode der kleinsten Quadrate berechneten wahrscheinlichsten Werten sind klein und liegen immer innerhalb der möglichen Fehlergrenzen (siehe die Tabellen I—VI). Es ist demnach klar, dass die untersuchten Strahlen bei Energieabgabe an die Moleküle entweder ein oder mehrere Energiequanten gleichzeitig verlieren.

TABELLE V.

Methan.

Geschwindigkeit.	Druck.	$\frac{d}{\lambda}$	Geschwindigkeitsverluste.			
			v	2 v	3 v	4 v
20.	> 0.0110	—	—	7.4	12.2	16.0
30.	> 0.0092	—	—	8.5	12.0	—
30.	0.0113	—	—	8.0	12.6	—
Mittelwert.			—	8.0	12.3	16.0
Wahrscheinlichster Wert.			4.03	8.06	12.09	16.12
Differenz			—	− 0.06	+ 0.21	− 0.12

TABELLE VI.

Stickstoff.

Geschwindigkeit.	Druck.	$\frac{d}{\lambda}$	Geschwindigkeitsverluste.		
			v	2 v	3 v
40.	0.0093	1.9	7.6	13.6	20.2
40.	0.0107	2.2	7.8	14.2	22.4
Mittelwert.			7.7	13.9	21.3
Wahrscheinlichster Wert.			7.1	14.2	21.3
Differenz			+ 0.6	— 0.3	± 0

d. Geschwindigkeitsverlust und chemische Zusammensetzung des Moleküls.

Vergleichen wir die in den verschiedenen Gasen erhaltenen Beträge des kleinsten Energieverlustes unter einander, so ist es auffällig, dass diese Werte, z. B. für Sauerstoff und Wasserstoff, von einander ziemlich stark abweichen. Der Geschwindigkeitsverlust ist also von der Natur des getroffenen Moleküls abhängig.

Wir finden aber auch, dass alle untersuchte Wasserstoffverbindungen für diesen kleinsten möglichen Energieverlust denselben Wert von rund 4 Volt haben (Wasserstoff 4, Methan 4, Propylen 3,4 Volt). Es wäre demnach zu vermuten, dass dieser Geschwindigkeitsverlust durch das Vorhandensein der Wasserstoffatome im Moleküle verursacht wäre, und dass also der Geschwindigkeitsverlust durch die das Molekül bildenden Atome bedingt wäre. Da jetzt aber bei den Sauerstoffverbindungen die gefundenen Geschwindigkeitsverluste von einander viel mehr abweichen als entsprechend den möglichen Beobachtungsfehlern (Sauerstoff 8,3, Kohlensäure 6,4 Kohlenoxyd wahrscheinlich klein), so kann der Geschwindigkeitsverlust nicht allein durch die Atome des Moleküls bestimmt sein. Es müssen jedenfalls auch die Kräfte, die die Atome zu einem Moleküle zusammenhalten, eine nicht unwichtige Rolle bei der Energieabsorption spielen.

e. Geschwindigkeitsverlust und Trägerbildungsspannung.

Vergleichen wir die Beträge der kleinsten berechneten Geschwindigkeitsverluste mit den bekannten Werten der Trägerbildungsspannungen, so erhalten wir folgende Übersicht:

TABELLE VII.

	Geschwindigkeits-verlust in Volt.	Trägerbildungsspannung in Volt.	
		Nach Franck und Hertz. [1]	Nach Franz Mayer. [2]
Sauerstoff	8,3	9	9,5
Stickstoff	7,1	7,5	11,8
Methan	4	—	13,5
Kohlensäure	6,4	—	12,5
Kohlenoxyd	(wenn vorhanden) klein	—	14,5
Propylen	3,4	—	—
Wasserstoff	4,0	11	11,5

Wir sehen, dass in Sauerstoff und Stickstoff der gefundene kleinste Energieverlust annähernd mit der Trägerbildungsspannung übereinstimmt. In den anderen Gasen ist dies nicht der Fall, und zwar sind die Abweichungen so gross, dass ihr Vorhandensein durch Versuchsfehler vollkommen ausgeschlossen ist.

Wir müssen dann also annehmen, im Gegensatz zu den Herren Franck und Hertz [3], dass auch unterhalb der Trägerbildungsspannung sehr grosse Energieumsetzungen zwischen Elektronen und Molekülen vorkommen können. Wir werden noch dasselbe, experimentell sehr deutlich und von anderem Gesichtspunkte aus, im zweiten Teil dieser Untersuchung feststellen können.

2. Die Stufenhöhen.

Als Stufenhöhe wird die Ordinatenhöhe der Stufe bezeichnet. Diese Höhe ist ein beliebiges Mass für die Strahlenmenge der der Stufe entsprechenden Geschwindigkeit. Die Menge der unveränderten Strahlen bezeichnen wir mit A. Die Menge der unveränderten + die Menge der Strahlen, welche ein Energiequant verloren haben, bezeichnen wir mit B. Diese Gesamtmenge + die Menge, die 2 Energiequanten verloren hat, bezeichnen wir mit C usw. Man kann dann leicht aus den in den (Tabellen VIII—XII) mitgeteilten Zahlen die für die Berechnung gebrauchten Kurventeile rekonstruieren. A wird immer als Einheit genommen.

Wir nehmen jetzt an, es schreite ein Kathodenstrahlenbündel vom Origo ab der X-Achse entlang. Wir untersuchen bei der Abszisse x die Strahlen und finden unveränderte Strahlen und Strahlen, welche Geschwindigkeitsänderungen erlitten haben. Es sei X die vom Origo in der Richtung der X-Achse ausgestrahlte Menge.

Es gilt dann nach den obigen Bezeichnungen:

[1] Ber. d. d. Phys. G. B. 15. S. 34. 1913.

[2] Sitzungsberichte der Heidelberger Akademie der Wissenschaften Abteilung A, Abh. 15, 1913. Siehe den historischen Teil.

$$A = X e^{-\alpha x} \qquad (I)$$
$$B = X e^{-\alpha_1 x} \qquad (II)$$
$$C = X e^{-\alpha_2 x} \qquad (III)$$
.....

α ist der Absorptionskoeffizient der unveränderten Strahlen, d. h. der Menge A.

α_1 ist der Absorptionskoeffizient der Menge B.

α_2 ist der Absorptionskoeffizient der Menge C u. s. w.

Die α, α_1 und α_2 usw. sind von der Geschwindigkeit des Strahls abhängig.

Für Geschwindigkeiten unterhalb der Trägerbildungsspannung gilt nach Lenard [1]

$$\alpha = \pi N r^2$$

Wie nehmen dann weiter an dass:

$$\alpha_1 = \pi N r_1^2$$

u. s. w.

wo die Buchstaben die Bedeutung von Seite 18 haben. Für grössere Geschwindigkeiten ist r kleiner als der gaskinetische Wert.

Legen wir jetzt α die Bedeutung einer Fläche bei, so können wir α_1, α_2 u. s. w. dieselbe Bedeutung geben.

Wir erhalten dann aus den Gleichungen I, II und III.

$$ln \frac{B}{A} = (r^2 - r_1^2)\,\pi \,.\, N$$
$$ln \frac{C}{A} = (r^2 - r_2^2)\,\pi \,.\, N$$
.....

und

$$r_1^2 - r^2 = \frac{K}{P} \log B$$
$$r_2^2 - r^2 = \frac{K}{P} \log C$$
.....

wenn N durch dem ihm proportionalen Gasdruck P ersetzt wird und A gleich 1 ist. K ist eine Konstante.

Die Grössen $r_1^2 - r^2$; $r_2^2 - r^2$ u. s. w. sind dann einer für die Geschwindigkeitsverluste wirksamen Molekülfläche proportional [2]. Sie sind dann auch der Wahrscheinlichkeit eines Energieverlustes bei einem Zusammentreffen zwischen einem Strahl und einem Molekül proportional. In die letzten Kolumnen sind darum die diesen Grössen proportionalen Ausdrücke $\frac{1}{P} \log B$; $\frac{1}{P} \log C$ u. s. w. eingetragen.

[1] P. Lenard, Ann. d. Phys. B. 12. S. 741. 1903.
Franck und Hertz, Ber. d. d. phys. G. B. 15. S. 373. 1913.

[2] Wir legen dieser Fläche nur die Bedeutung einer Wahrscheinlichkeit bei.

a. Die Häufigkeit der Geschwindigkeitsverluste.

Wir sehen zuerst, dass diese Grössen bei variablem Druck (Tabelle IX u. X) für eine konstante Strahlengeschwindigkeit innerhalb der Fehlergrenzen konstant sind, wie es ja auch zu erwarten ist.

TABELLE VIII.

Sauerstoff.

Geschw.	Druck.	A	B	$\frac{1}{P}\log B$
10.	0.0048	1.	1.139	11.8
20.	0.0109	1.	1.299	10.4
50.	0.0109	1.	1.160	5.9

TABELLE IX.

Kohlensäure.

Geschwindigkeit	Druck.	A	B	C	D	$\frac{1}{P}\log B$	$\frac{1}{P}\log C$	$\frac{1}{P}\log D$
15.	0.0078	1.	1.143	—	—	7.4	—	—
20.	0.0078	1.	—	1.271	—	—	[13.2]	—
20.	0.0109	1.	1.167	1.477	—	6.1	15.5	—
20.	0.0116	1.	1.195	1.561	—	6.6	16.6	—
30.	0.0116	1.	—	1.459	1.837	3.4	14.1	23.0

Man sieht aus der 7. Kolumne der Tabelle IX, dass die Wahrscheinlichkeit des kleinsten Geschwindigkeitsverlustes in Kohlensäure für Strahlen oberhalb 15 Volt Geschwindigkeit mit wachsender Geschwindigkeit abnimmt. Dasselbe ist aus den Tabellen X und VIII für Wasserstoff und Sauerstoff von 8 bzw. 10 Volt ab zu sehen. Wir finden also, dass jedenfalls von einer bestimmten Geschwindigkeit ab die Häufigkeit des kleinsten Geschwindigkeitsverlustes mit wachsender Geschwindigkeit des einfallenden Strahles abnimmt.

Dies wird demnach auch mit den Geschwindigkeitsverlusten $2v$, $3v$ u. s. w. der Fall sein. Für diese grösseren Geschwindigkeitsverluste genügt das Beobachtungsmaterial nur in einzelnen Fällen, um das Resultat zu prüfen. Wir finden in Übereinstimmung mit dem Obigen, dass in Wasserstoff (Tabelle X) der Geschwindigkeitsverlust $2v$ [1] für 20-Volt-Strahlen häufiger vorkommt als für 40-Volt-Strahlen, wo er jedenfalls sehr selten auftritt u. s. w.

[1] Differenz zwischen $\frac{1}{P}\log C$ und $\frac{1}{P}\log B$.

TABELLE X.

Wasserstoff.

Geschw.	Druck.	A	B	C	D	G	$\frac{1}{P}\log B$	$\frac{1}{P}\log C$	$\frac{1}{P}\log D$	$\frac{1}{P}\log G$
8.	0.0046	1.	1.124	—	—	—	11.0	—	—	—
8.	0.0065	1.	1.206	—	—	—	12.5	—	—	—
20.	0.0094	1.	1.094	1.203	1.246	—	4.2	8.5	10.1	—
40.	0.0099	1.	—	1.060	1.163	1.256	—	2.6	6.6	10.0

Es erhebt sich jetzt die Frage, ob die grösste Wahrscheinlichkeit eines bestimmten Geschwindigkeitsverlustes eintrifft, wenn der Strahl eben die Geschwindigkeit erreicht hat, bei welcher der betreffende Geschwindigkeitsverlust erst möglich wird, d. h. wenn die Strahlengeschwindigkeit dem Geschwindigkeitsverluste gleich ist.

Wir finden aus der Tabelle I, dass die grösste Wahrscheinlichket des Geschwindigkeitsverlustes 8 Volt in Sauerstoff bei 10-Volt-Strahlen jedenfalls schon erreicht ist. Wir sehen in Wasserstoff (Tabelle X), dass die grösste Wahrscheinlichkeit des Geschwindigkeitsverlustes 4 Volt bei 8-Volt-Strahlen schon eingetreten ist, und dass in Kohlensäure (Tabelle IX) dieselbe Wahrscheinlichkeit des Verlustes 6,4 Volt bei 15-Volt-Strahlen erreicht ist.

Wir sehen also, dass in diesen Fällen die Wahrscheinlichkeit eines bestimmten Geschwindigkeitsverlustes sehr schnell von dem Werte 0 zu einem Maximumwert ansteigt.

Betrachten wir die grösseren Geschwindigkeitsverluste (Tabelle X), so finden wir, dass die Wahrscheinlichkeit des Geschwindigkeitsverlustes von $3v$ in Wasserstoff für 20-Volt-Strahlen 1,6 ist [1] — jedenfalls nicht grösser — für 40-Volt-Strahlen aber ist die Wahrscheinlichkeit desselben Geschwindigkeitsverlusts 4. Da also bei 20-Volt-Strahlen die grösste Wahrscheinlichkeit des Verlustes von $3v$ mit Sicherheit ihren Maximumwert nicht erreicht hat, so folgt, dass in diesem Falle die Wahrscheinlichkeit des betreffenden Geschwindigkeitsverlusts langsamer ansteigt als es in den schon betrachteten Fällen mit den kleinsten Geschwindigkeitsverlusten der Fall war. In Kohlensäure (Tabelle IX) ist auch die Wahrscheinlichkeit des Geschwindigkeitsverlustes $2v$ etwas grösser für 30-Volt-Strahlen als für 20-Volt-Strahlen. Es trifft also im allgemeinen zu, dass die Wahrscheinlichkeit der grösseren Geschwindigkeitsverluste langsamerer von dem Nullwert zum Maximumwert ansteigt als dies mit den kleinsten Geschwindigkeitsverlusten der Fall war.

Wir gelangen also zu dem Resultate, dass die Wahrscheinlichkeit eines bestimmten Geschwindigkeitsverlustes eine von der Geschwindigkeit des einfallenden Strahles abhängige Funktion ist. Diese Funktion hat einen Maximumwert, der für den kleinsten möglichen Geschwindigkeitsverlust schnell erreicht wird, wonach die

[1] Die Kurve (Figur VII) zeigt deutlich, dass der Geschwindigkeitsverlust $3v$ nur selten eintrifft. Der Wert 1,6 ist berechnet unter der Voraussetzung, dass die Kurve durch die zwei Punkte, die zwischen 8 und 12 Volt etwas unterhalb der Kurve liegen, zu ziehen wäre.

Funktion dann allmählich abklingt. Der Maximumwert der Funktion wird für die grösseren Geschwindigkeitsverluste langsamerer erreicht als dies der Fall mit dem kleinsten Geschwindigkeitsverlust war.

TABELLE XI.

Stickstoff.

Geschw.	Druck.	A	B	C	D	$\frac{1}{P}\log B$	$\frac{1}{P}\log C$	$\frac{1}{P}\log D$
40.	0.0093	1.	1.078	1.171	1.243	3.5	7.4	10.2
40.	0.0107	1.	1.080	1.185	1.296	3.1	6.9	10.5

b. Häufigkeit der Geschwindigkeitsverluste und Molekulargrösse.

Es ist oben dargelegt, dass es sehr wahrscheinlich ist, dass der in Methan- und Propylenmolekülen enthaltene Wasserstoff für die Energieabsorption sehr massgebend ist. Demnach wäre zu erwarten, dass die Häufigkeit der Geschwindigkeitsverluste von der in dem Moleküle vorhandenen Zahl der Wasserstoffatome abhängig wäre, und zwar müsste die Häufigkeit für eine bestimmte Strahlengeschwindigkeit mit zunehmender Wasserstoffatomzahl zunehmen. Wir berechnen zu diesem Zweck aus in Methan und Propylen (Fig. V) für 30-Volt-Strahlen beobachteten Kurven die Wahrscheinlichkeit der Summe der Geschwindigkeitsverluste v und $2v$ samt v, $2v$ und $3v$. In der Tabelle XII sind dann diese Werte eingetragen. Wir finden in Übereinstimmung mit Obigem, dass die Wahrscheinlichkeit der betreffenden Geschwindigkeitsverluste mit der Zahl der Wasserstoffatome zunimmt (Tabelle XII). Die Werte für Wasserstoff sind durch lineare Interpolation aus den in der Tabelle X enthaltenen Werte für 20- und 40-Volt-Strahlen erhalten.

TABELLE XII.

	Wasserstoff H_2	Methan CH_4	Propylen C_3H_6
$\frac{1}{P}\log C$	5.4	7.7	10.6
$\frac{1}{P}\log D$	8.2	11,5	23.0

ZWEITER TEIL.

Selektive Kathodenstrahlenabsorption.

A. **Historisches.**

Nach den Beobachtungen und nach der Theorie der Kathodenstrahlenabsorption von LENARD steigt der für die Absorption der Kathodenstrahlen wirksame Molekülquerschnitt von einem sehr kleinen Wert bei grosser Strahlengeschwindigkeit allmählich und kontinuierlich mit sinkender Strahlengeschwindigkeit bis zu einem Grenzwert, der in der Nähe von der von LENARD entdeckten 11-Volt-Grenze schon erreicht wird. Von diesem Wert ab ist der für Kathodenstrahlen absorbierende Querschnitt konstant und von der Geschwindigkeit unabhängig und zwar annähernd gleich dem aus der kinetischen Theorie der Gase berechneten Wert des Molekülquerschnitts[1]. Dies Resultat ist nacher oft nachgeprüft und bestätigt worden[2].

Aus den Resultaten des ersten Teiles dieser Untersuchung folgt jedoch, dass Kathodenstrahlen nach Erreichung einer bestimmten Geschwindigkeit grössere Energiemengen an die Moleküle abzugeben anfangen. Diese Energieabgabe trifft, wie schon dargelegt ist, schon bei Geschwindigkeiten weit unterhalb der Trägerbildungsspannung des betreffenden Gases, ein.

Die Resultate des ersten Teiles dieser Untersuchung deuten eine Vergrösserung des absorbierenden Querschnittes an bei der Geschwindigkeit, wo diese Energieabgabe einsetzt. Da jedoch, wie wir gefunden haben, die elektrische Ladung mit verminderter Geschwindigkeit nach dem Energieverlust weiter fliegt, könnte sie jedoch bei der gewöhnlichen Methode der Absorptionsmessung, wo nur die Menge, nicht die Geschwindigkeit der Strahlen berücksichtigt wird, zur Messung gelangen. Wäre dies der Fall, so wäre das Gesetz der konstanten Querschnitte für kleine Strahlengeschwindigkeiten nicht in Widerspruch mit unseren Resultaten.

Wir wollen jetzt zeigen, dass das Gesetz der konstanten Querschnitte nur ein Annäherungsgesetz ist, das jedoch bei der gewöhnlichen Methode der Absorptions-

[1] P. LENARD, ann. d. Phys. B. 12. S. 714. 1903.

[2] ROBINSON, ebenda, B. 31. S. 805. 1910.
F. MAYER, ebenda, B. 45. S. 28. 1914.
C. RAMSAUER, ebenda, B. 45. S. 1150. 1914.

messung den Tatsachen vollkommen Rechnung trägt. Wir werden finden, dass der absorbierende Querschnitt bei einer bestimmten Geschwindigkeit — öfter einer sehr kleinen — einer Vergrösserung unterworfen ist, d. h. dass die Absorptionskoeffizienten bei dieser Geschwindigkeit einer Vergrösserung unterliegen. Die Absorptionskoeffizienten sind also auch nicht bei den kleinen Geschwindigkeiten von der Geschwindigkeit vollkommen unabhängige Grössen. Die Abweichungen gehen in der Richtung, dass *die langsamsten Strahlen mehr durchdringungsfähig als die schnelleren erscheinen.*

Wir glauben zweckmässig diese Absorption als eine selektive bezeichnen zu können in Analogie mit der selektiven Absorption bei Röntgenstrahlen, wenn wir hier einen Geschwindigkeitsbereich mit einem Wellenlängenbereich bei den letzteren vergleichen.

Der Nachweis der selektiven Absorption wurde ermöglicht durch eine besondere Ausführung der Beobachtungen, indem in einem kleinen Geschwindigkeitsbereich eine grosse Menge von Punkten beobachtet wurde, wodurch die Abhängigkeit der Absorption von der Geschwindigkeit als kontinuierliche Funktion der Geschwindigkeit dargestellt werden kann.

Wir haben die absoluten Werte der Absorptionskoeffizienten zahlenmässig nicht ermittelt, da diese Werte zum Verständnis des Wesens der selektiven Absorption unwesentlich sind. Wir haben nur das Verhalten der verschiedenen Molekülgattungen in Bezug auf die Geschwindigkeit, bei welcher die selektive Absorption einsetzt, unter einander verglichen. Aus den gewonnenen Material lässt sich jedoch übersehen, dass in einigen Fällen — z. B. Methan — die Absorptionskoeffizienten bei den kleinen Geschwindigkeiten bedeutend kleiner ausfallen als bei etwas grösserer Strahlengeschwindigkeit.

B. **Versuchsanordnung.**

Die benutzte Versuchsanordnung war die in dem ersten Teil beschriebene (Fig. I) mit ganz unwesentlichen Abänderungen. Die Ausführung der Beobachtungen geschah so, dass die durch das Gasresiduum zum Auffangskäfig K gelangende Menge als Gesamtmenge unabhägig von deren Geschwindigkeit gemessen wurde. Bei diesen Messungen wird also kein bremsendes Feld zwischen E_1 und dem Käfig eingeschaltet. Die zum Käfig gelangende Menge wird als Funktion der zwischen U und E eingeschalteten Spannung bestimmt. Zur Verdeutlichung sei hier eine beliebige Beobachtungsreihe mitgeteilt.

Die Elektrometerausschläge werden dann als Funktion der Geschwindigkeit graphisch eingetragen. Die Fig. IX—XVII geben die Resultate einiger in dieser Weise gemachten Beobachtungen.

Kohlensäure	Druck, 0,00885
Strahlengeschwindigkeit in Volt.	Elektrometerausschlag.
5	49
12	80
9	102
10	92
16	96
7	104
0	2
3	24
8	105
13	83
7	105
15	92
11	87

C. **Resultate.**

Wir sehen sofort aus dem vorhandenen Beobachtungsmaterial, dass sich die verschiedenen Gase in Bezug auf die Absorption der langsamsten Strahlen sehr charakteristisch verhalten. Betrachten wir die in Methan erhaltene Kurve (Fig. IX) so finden wir, dass sie erst normal ansteigt entsprechend der Tatsache, dass mit

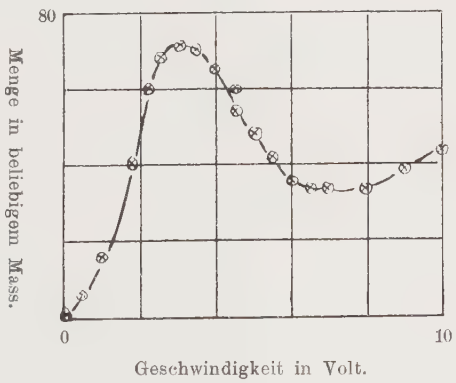


Fig. IX.

Methan. Druck 0.0092 mm Hg.

steigender Strahlengeschwindigkeit durch die richtende Wirkung des zwischen U und E eingeschalteten beschleunigenden elektrischen Feldes mehrere Strahlen durch die Blendenöffnung zum Auffangskäfig gelenkt werden. Bei der Geschwindigkeit 3 Volt erreicht die Kurve ein Maximum, fällt dann ab bis 7 Volt Geschwindigkeit, wovon sie dann allmählich in dem untersuchten Geschwindigkeitsintervall — bis 20 Volt — kontinuierlich ansteigt.

Das Sinken der Kurve nach dem Maximum bedeutet das Einsetzen der selektiven Absorption. Das selektive Absorptionsgebiet erstreckt sich dann von dem Maximum zu den grösseren Geschwindigkeiten.

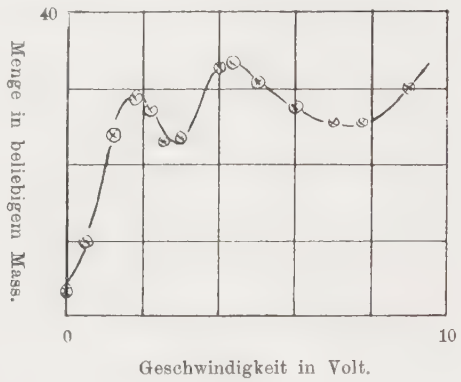


Fig. X.

Propylen. Druck 0.0058 mm Hg.

Die Geschwindigkeit, bei welcher die selektive Absorption einsetzt, kann nicht mit grösserer Genauigkeit aus den Kurven ermittelt werden, da sowohl Volta-Kontaktpotentialdifferenzen wie die Anfangsgeschwindigkeiten der von der Platte U kommenden Elektronen sowie deren Geschwindigkeitsverteilung die Lage des Maximums beeinflussen [1]. Man kann jedoch mit Sicherheit annehmen, dass die wahre

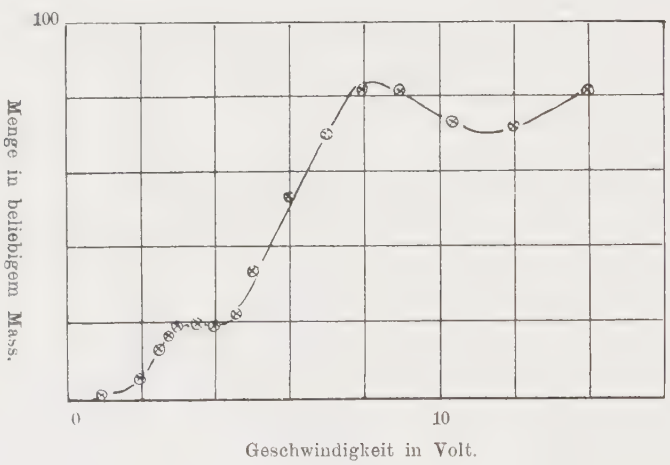


Fig. XI.

Kohlensäure. Druck > 0.0089 mm Hg.

[1] Wird die Lage des Maximums aus verschiedenen beobachteten Kurven ermittelt, so weichen die dabei erhaltenen Zahlenwerte höchstens um 1 Volt von einander ab. Sind verschiedene Maximumwerte beobachtet, so wird im im Folgenden immer mit dem Mittelwert dieser Maximumwerte gerechnet.

Geschwindigkeit, bei welcher die selektive Absorption einsetzt, nicht viel von der dem Maximum entsprechenden Geschwindigkeit abweicht. Die Abweichung wird im allgemeinen höchstens etwas mehr als ein Volt sein.

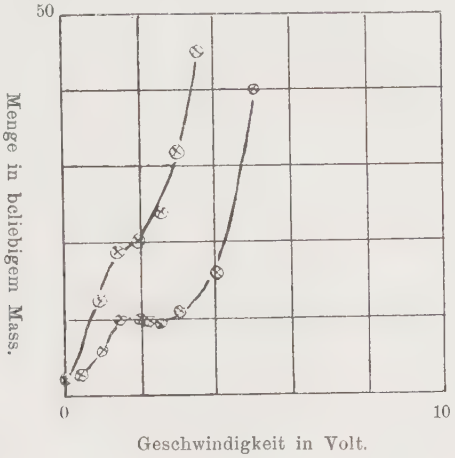


Fig. XII.

Kohlenoxyd. Druck $>$ 0.0069 (obere Kurve)
$>$ 0.0107 (untere »)

Ein sehr interessantes Verhalten ist aus der in Propylen beobachteten Kurve (Fig. X.) zu ersehen. Hier setzt eine selektive Absorption bei zwei verschiedenen Geschwindigkeiten von 2 bzw. 4 Volt ein. Ein ähnliches Verhalten, jedoch viel weniger ausgeprägt, zeigten alle untersuchten Gase — Methan ausgenommen —

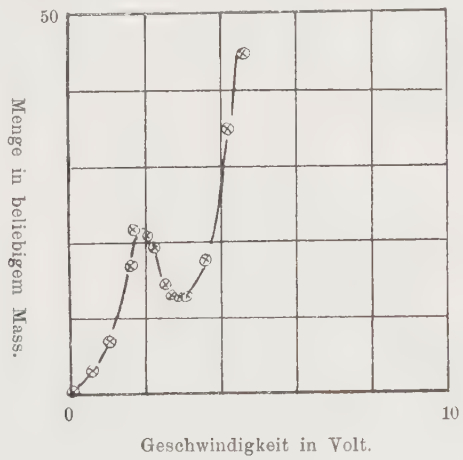


Fig. XIII.

Stickstoffoxydul. Druck 0.0102 mm Hg.

deren Moleküle aus verschiedenen Atomgattungen aufgebaut waren. Dies ist nicht in den hier mitgeteilten Figuren XIII und XII für Stickstoffoxydul und Kohlenoxyd zu ersehen, weil die den grösseren Geschwindigkeiten entsprechenden Elektrometer-

ausschläge in Vergleich mit den in den Figuren eingetragenen sehr gross waren. In Kohlensäure (siehe Fig. XI) kommt dies jedoch deutlich zum Vorschein.

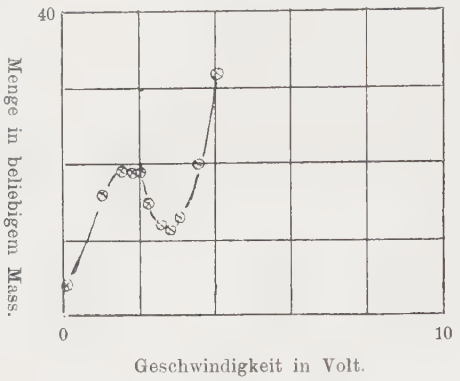


Fig. XIV.

Stickstoff. Druck 0.0101 mm Hg.

a. Das Wesen der selektiven Absorption.

Aus dem vorhandenen Beobachtungsmaterial lassen sich jetzt folgende relative Geschwindigkeiten für das Eintreten der selektiven Absorption ermitteln. Wir rechnen dabei mit dem Maximumwert der Kurven. Die wahre Geschwindigkeit liegt wegen der Anfangsgeschwindigkeit der Strahlen etwas rechts von diesem Maximumwert. Wir erhalten dann folgende Übersicht, worin zum Vergleich auch die bekannten Trägerbildungsspannungen und die kleinsten beobachteten oder berechneten Geschwindigkeitsverluste eingetragen sind.

TABELLE XIII.

	Geschwindigkeit, bei welcher die selektive Absorption einsetzt			Trägerbildungs-spannung	Geschwindig-keitsverlust
Wasserstoff	—	—	—	11 (11,5)	4
Sauerstoff	—	—	7	9 (9,5)	8,3
Stickstoff	1,7	—	—	11,8 (7,5) [1]	7,1
Stickstoffoxydul	2	—	8	—	8
Kohlenoxyd	1,7	—	7	14,5	—
Kohlensäure	3	—	7,5	12,5	6,4
Propylen	2	4	—	—	3,4
Methan	—	3,7	—	13,5	4
Luft	—	—	8	9,5	—

[1] Die in Klammern befindlichen Zahlen stammen von den Herren Franck und Hertz. (Vergleiche S. 24).

Das Einsetzen der selektiven Absorption bei der Geschwindigkeit rund 8 Volt in allen sauerstoffhaltigen Verbindungen macht es sehr wahrscheinlich, dass die selektive Absorption bei dieser Geschwindigkeit durch das Vorhandensein der Sauerstoffatome verursacht ist. Es war dann wichtig nachzuprüfen, ob möglicherweise Luft als Verunreinigung die Resultate in irgend welcher Weise gefälscht hätte. Zu diesem Zweck wurde zuerst das Verhalten des Stickstoffs in Bezug auf seine selek-

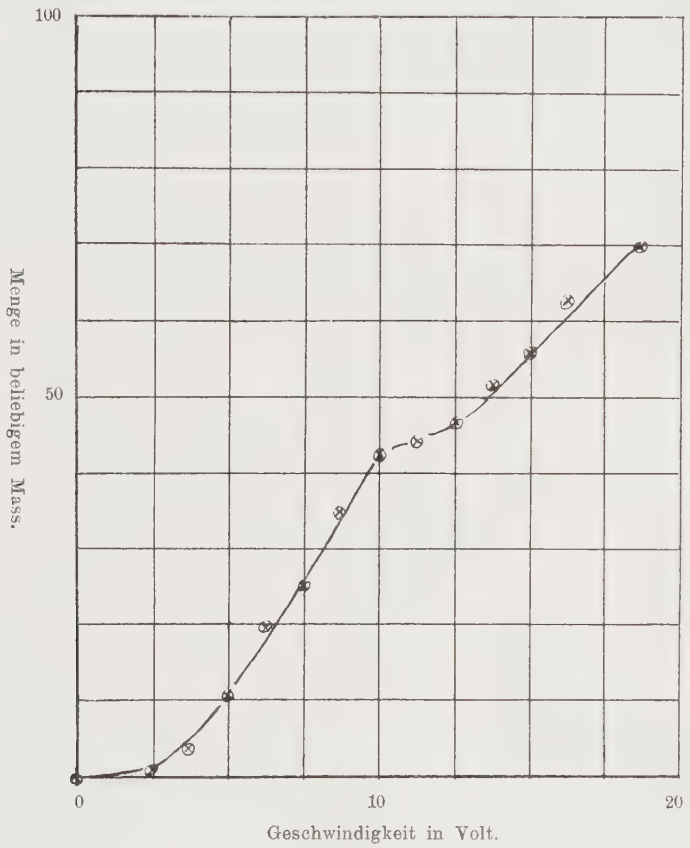


Fig. XV.

Luft. Druck > 0.0085 mm Hg.

tive Absorption zwischen 0 und 20 Volt Geschwindigkeit untersucht. Es ist nicht gelungen eine selektive Absorption in diesem Gase nachzuweisen für Strahlen zwischen 5 und 20 Volt Geschwindigkeit, während dagegen bei geringerer Geschwindigkeit eine selektive Absorption gut nachweisbar war (Fig. XIV). Ich habe dann Absorptionskurven für Luft — wo der Sauerstoff als Verunreinigung des Stickstoffs betrachtet werden kann — aufgenommen und gefunden (siehe Fig. XV), dass die selektive Absorption in Luft bei der Geschwindigkeit 8 Volt einsetzt. Diese Absorption ist nach dem Obigen durch den Sauerstoff verursacht. Die Deutlichkeit aber, mit welcher die selektive Absorption in der Kurve zu sehen ist, war geringer

als in den anderen untersuchten Fällen. Es wird dann klar, dass die in den untersuchten Gasen bei rund 8 Volt einsetzende selektive Absorption nicht durch möglicherweise beigemischte Luft verursacht sein kann. Und im allgemeinen folgt, dass geringe Mengen von Verunreinigungen die Resultate nicht beeinflussen.

In Analogie mit dem Obigen sind die in der zweiten Kolumne eingetragenen Werte der Wasserstoffabsorption zuzuschreiben. Es scheint jedoch beim ersten Anblick widersprechend, dass eine selektive Absorption in reinem Wasserstoff bei 4 Volt nicht beobachtet wurde (Fig. XVII). Man sieht jedoch aus der Kurve, dass sie von 6 Volt ab schneller ansteigt als bei den geringeren Geschwindigkeiten. Die

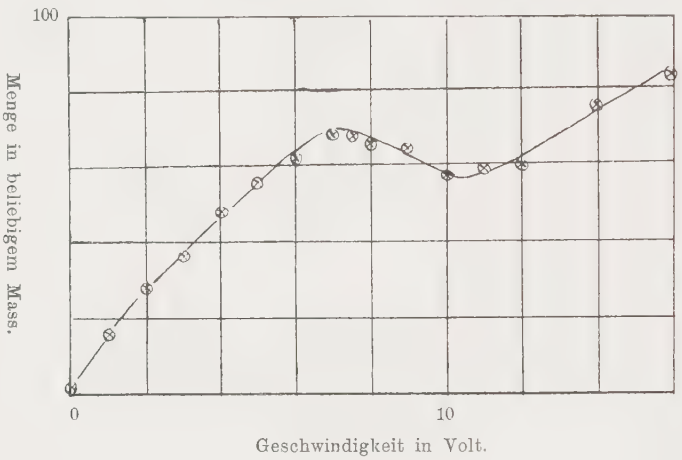


Fig. XVI.

Sauerstoff. Druck > 0.0103 mm Hg.

Strahlen dieser Geschwindigkeiten werden darum kräftiger absorbiert als Strahlen von Geschwindigkeiten oberhalb 6 Volt. Dies steht in Übereinstimmung mit der bekannten Tatsache, dass von 4 Volt ab ungefähr die Absorption in Wasserstoff sehr schnell abnimmt [1]. Die selektive Absorption könnte dann von der abnehmenden Absorbierbarkeit der Strahlen höherer Geschwindigkeit als 4 Volt überkompensiert werden, wodurch der Nachweis der selektiven Absorption in Wasserstoff nach der gebrauchten Methode erschwert wird.

In Analogie mit Obigem und wie aus der ersten Kolumne der Tabelle XIII hervorgeht, sollten die selektive Kohlenstoffabsorption und Stickstoffabsorption alle beide bei rund 2 Volt einsetzen.

Sehr bemerkenswert ist die Tatsache, dass die selektive Kohlenstoffabsorption in Methan (Fig. IX) nicht nachgewiesen werden konnte. Dies steht vollkommen in Übereinstimmung mit der stereochemischen Formel des Methanmoleküls [2]. In Methan sitzen die Wasserstoffatome an den Ecken eines Tetraeders, in dessen Mitte sich das Kohlenatom befindet. Dieses wird dann von den Wasserstoffatomen vollkom-

[1] Siehe die von Robinson mitgeteilten Kurven, Ann. d. Phys. B. 31. S. 813. 1910.

[2] J. Perrin, Die Atome S. 32.

men gedeckt und kan nicht von den Strahlen getroffen werden, da diese langsamen Strahlen die Moleküle nicht durchqueren können.

Auffällig ist auch das Auftreten der selektiven Kohlenabsorption in Kohlensäure bei rund 3 Volt. Dies deutet einen Einfluss der chemischen Bindung auf die Geschwindigkeit an, bei welcher die selektive Absorption einsetzt. Da jedoch, wie erwähnt, die Genauigkeit der Geschwindigkeitsmessung nicht gross ist, dürfte

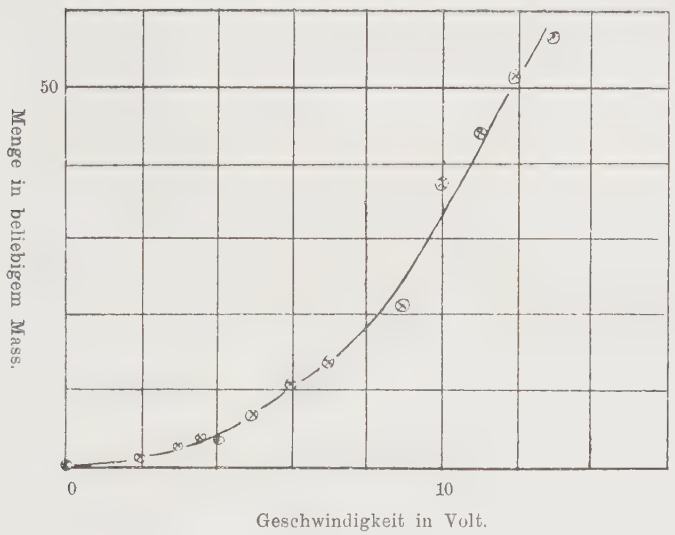


Fig. XVII.

Wasserstoff. Druck > 0.0095 mm Hg.

der Einfluss der chemischen Bindung auf die Grenzgeschwindigkeit, bei welcher die Absorption einsetzt, aus dem vorhandenen Beobachtungsmaterial nicht entschieden werden können.

Als sicher festgestellt dürfte jedoch angesehen werden können, dass die Atome einer Verbindung bei der Absorption der langsamsten Kathodenstrahlen eine viel grössere Rolle spielen als bisher angenommen war.

b. Selektive Absorption und Trägerbildungsspannung.

Werden die Geschwindigkeitswerte, wo die selektive Absorption einsetzt, mit den bekannten Trägerbildungsspannungen der betreffenden Gase verglichen, so sieht man sofort aus der Tabelle XIII, dass im allgemeinen die selektive Absorption weit unterhalb der Trägerbildungsspannung einsetzt. Weiter ist es nicht gelungen, in einigen untersuchten Fällen das Einsetzen einer selektiven Absorption bei der Trägerbildungsspannung nachzuweisen (Wasserstoff, Stickstoff, Methan), obwohl zu diesem Zweck wiederholte Versuche angestellt worden sind.

Man ist dann berechtigt zu schliessen, dass Elektronen, die sich mit Geschwindigkeiten wenig Oberhalb der Trägerbildungsspannung bewegen, sich im allgemeinen nicht anders den Molekülen gegenüber verhalten als Strahlen, deren Geschwindigkeit noch nicht die Trägerbildungsspannung erreicht hat. Nur diejenigen Strahlen, welche Sekundärstrahlen erregen, müssen sich besonders verhalten, und die Menge dieser Strahlen ist in der Nähe der Trägerbildungsspannung nicht gross, denn der sekundärstrahlende Querschnitt eines Moleküls steigt vom Werte 0 bei der Trägerbildungsspannung *allmählich* bis zu einem Maximum, das erst bei ungefähr 150 Volt Geschwindigkeit erreicht wird [1]. Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Kathodenstrahl bei der Trägerbildungsspannung einen Sekundärstrahl erregt ist also nur ganz gering [2].

c. Selektive Absorption und Geschwindigkeitsverlust.

Das Einsetzen der selektiven Absorption in Sauerstoff, Kohlensäure, Methan, Propylen bei Geschwindigkeiten, die jedenfalls sehr nahe dem in diesen Gasen gefundenen kleinsten Geschwindigkeitsverlust liegen, macht es wahrscheinlich, dass der selektive Absorption dadurch zustande kommt, dass die Geschwindigkeitsverluste bei dieser Geschwindigkeit eintreten.

Wir nehmen vorläufig dies Resultat als richtig an und prüfen, ob die vorhandenen Abweichungen zu erklären sind. Wir finden zuerst, wie aus den nach der Gegenspannungsmethode aufgenommenen Kurven zu ersehen ist [3], keine kleinen Geschwindigkeitsverluste entsprechend der bei rund 2 Volt auftretenden selektiven Absorption. Dies ist verständlich, denn das Beobachten *eines kleinen* Geschwindigkeitsverlustes nach der Gegenspannungsmethode wird sehr schwer, da die Unsicherheit der Messung am Ende der Kurve gross wird. Eine kleine Stufenlänge schmilzt nämlich mit dem steil abfallenden Teil der Kurve zusammen.

Wir haben weiter im ersten Teil gefunden, dass die Warscheinlichkeit eines bestimmten Geschwindigkeitsverlusts bei steigender Geschwindigkeit des einfallenden Strahlenbündels abnimmt. Die nach der Gegenspannungsmethode untersuchten Geschwindigkeiten sind gross im Vergleich mit kleinen Geschwindigkeitsverlusten von 2 Volt. Es könnte demnach sein, dass die Wahrscheinlichkeit dieser kleinen Geschwindigkeitsverluste bei den untersuchten Geschwindigkeiten schon sehr klein ist, wodurch sie in den nach der Gegenspannungsmethode aufgenommenen Kurven überhaupt nicht zum Vorschein kommen können.

Man findet noch Analogien zwischen der Deutlichkeit, mit welcher die selektive Absorption in den Absorptionskurven zu sehen ist, und den Höhen der Stufen. In Fällen, wo diese sehr ausgeprägt sind, z. B. Sauerstoff, Kohlensäure, Propylen, tritt auch das Maximum, wo die selektive Absorption einsetzt, sehr deutlich hervor.

[1] Franz Mayer, Ann. d. Phys. B. 45. S. 27. 1914.

[2] Franck und Hertz, Ber. d. d. phys. G. B. 16. S. 458. 1914.

[3] Siehe die Kurven im ersten Teil.

In Kohlenoxyd, wo eine Stufe von der Länge 7 Volt nicht beobachtet wurde, war die bei 7 Volt einsetzende selektive Absorption auch sehr undeutlich aus der Absorptionskurve zu ersehen.

Besonders im Stickstoff, wo das Eintreten der selektiven Absorption bei 2 Volt Strahlengeschwindigkeit anfängt, schien es mir wichtig nach der Gegenspannungsmethode nachzuprüfen, ob denn wirklich kleine Geschwindigketsverluste von rund 2 Volt vorkommen könnten[1]. Der Nachweis so kleiner Geschwindigkeitsverluste ist experimentell sehr schwer — wie oben bemerkt — jedoch kann aus Beobachtungen, die ich über 8-, 15-, 30- und 40-Volt Strahlen besonders zu diesem Zweck vorgenommen habe, mit sehr grosser Wahrscheinlichkeit geschlossen werden, dass Geschwindigkeitsverluste von dem Betrage zwischen 2 und 3 Volt vorkommen können.

Da es weiter nicht gelungen ist, eine selektive Absorption in Stickstoff bei rund 7 Volt zu finden, scheint es nicht unwahrscheinlich, dass der in der Tabelle VI enthaltene Geschwindigkeitsverlust ein Multipel eines Geschwindigkeitsverlustes zwischen 2 und 3 Volt sein könnte.

Wir haben also gefunden, dass in einigen Fällen die Geschwindigkeiten, bei welchen die selektive Absorption einsetzt, mit den beobachteten Geschwindigkeitsverlusten gut übereinstimmen, und dass die Fälle, wo die Übereinstimmung weniger gut war, sich durch experimentelle Schwierigkeiten leicht erklären lassen, und glauben uns dann berechtigt zu schliessen, dass die selektive Absorption im allgemeinen durch das Eintreffen der Geschwindigkeitsverluste bei dieser Geschwindigkeit verursacht ist.

d. Die physikalische Bedeutung der Vergrösserung des absorbierenden Querschnitts.

Das aus den Figuren IX—XVII erhaltene Resultat, dass die langsamen Kathodenstrahlen mehr durchdringungsfähig als etwas schnellere Strahlen sind, scheint beim ersten Anblick recht merkwürdig. Wir werden darum die physikalische Bedeutung dieses Resultats näher erörtern und werden finden, dass es in Übereinstimmung mit schon bekannten Tatsachen über das Verhalten langsam bewegter Elektronen den Molekülen gegenüber steht. Die Herren Franck und Hertz haben experimentell nachgewiesen, dass langsam bewegte Elektronen an einzelnen Molekülen reflektiert werden können[2]. Wir nehmen also an, es finde bei kleinen Geschwindigkeiten Elektronenreflexion statt, und zwar eine echte d. h. nach den Gesetzen des Stosses vollkommen elastischer Kugeln. Diejenigen von der Platte

[1] In Stickstoff hat man immer grosse Wanderungsgeschwindigkeiten für die negativen Elektrizitätsträger gefunden, woraus man den Schluss gezogen hat, dass diese Träger freie Elektronen sind, welche dann an den Stickstoffmolekülen *ohne Geschwindigketsverlust* reflektiert werden. Vergleiche P. Lenard, Ann. d. Phys. B. 40. S. 405. 1913.

[2] Ber. d. d. phys. G. B. 15. S. 380. 1013.

U (siehe Fig. I) kommenden Elektronen, die die peripheren Teile des zu dem einfallenden Strahlenbündel senkrechten Molekülquerschnitts treffen, werden dann mit nur ganz geringer Richtungsablenkung reflektiert. Diese Strahlen laufen dann weiter und können von dem Käftig aufgefangen werden. Diejenigen Strahlen aber, welche die zentralen Teile des Molekülquerschnitts treffen, unterliegen der Reflexion mit grossen Ablenkungen und können darum nicht oder wenigstens nur ausnahmsweise zum Käfig gelangen. Hört jetzt die echte Reflexion auf, wenn die Geschwindigkeit des einfallenden Bündels den Betrag erreicht hat, wo die Strahlen grosse Energiemengen an das Molekül abzugeben anfangen, so ist jedenfalls für diese Strahlen ein anderes Reflexionsgesetz zu erwarten. Wahrscheinlich werden sie nach den grossen Energieverlusten nach allen Richtungen des Raumes hin zerstreut, d. h. dass die Richtung des Strahles nach dem Energieverlust von der Richtung des einfallen Strahles vollkommen unabhängig ist. Von der von der peripheren Molekülfläche in der ursprünglichen Strahlenrichtung reflektierten Menge kann nach dem Eintreten der Geschwindigkeitsverluste auf dieser Fläche nur ein *Bruchteil* in der Richtung des einfallenden Bündels verlaufen. Andererseits könnten jetzt auch von anderen Teilen des Molekülquerschnitts Strahlen in der Richtung des einfallenden Strahlenbündels reflektiert werden, und man könnte erwarten, dass diese Menge die Verminderung der von den peripheren Teilen reflektierten Menge kompensierte. Dies ist aber nicht möglich, denn das Molekül selbst hält die von den zentralen Teilen des Querschnitts reflektierten Strahlen vom Käfig fern. Sie werden dann entweder von dem Moleküle absorbiert, wodurch das Molekül zu einem negativen Elektrizitätsträger umgewandelt wird, oder zurückgestrahlt.

Wir finden also, dass die Annahme, dass eine Zerstreuung bei einer bestimmten Geschwindigkeit eintreten kann, vollkommen genügt um zu erklären, warum die in der ursprünglichen Richtung laufende Strahlenmenge mit dem Auftreten von Strahlen dieser Geschwindigkeit abnimmt. Die Ursache der Zerstreuung sollten die bei dieser Geschwindigkeit eintretenden grossen Energieabgaben an das Molekül sein.

Die Beobachtungen über die selektive Absorption lassen sich nicht vereinbaren mit der Annahme, dass die selektive Absorption darin besteht, dass das Elektron von dem Moleküle festgehalten wird. Wir haben nämlich nach der Gegenspannungsmethode gefunden, dass der Strahl mit verringerter Geschwindigkeit nach der Energieabgabe weiter läuft, da nach unserer Auffassung die selektive Absorption durch das Auftreten der Geschwindigkeitsverluste bedingt ist. Es scheint uns dann auch nicht zweckmässig den Vorgang des Energieaustausches als einen unelastischen Stoss zu bezeichnen, da dieser Name den Tatsachen keine Rechnung trägt. Viel richtiger dürfte es sein diesen Vorgang eine selektive Absorption zu heissen.

Nach unserer Auffassung, dass die Flächenelemente eines Moleküls Strahlen von kleineren Geschwindigkeiten in einer gegebenen Richtung reflektieren, ist es leicht einzusehen, warum die in dem ersten Teil dieser Untersuchung nach der Gegenspannungsmethode beobachteten Geschwindigkeitsverluste in den Absorptionskurven nicht zum Vorschein kommen.

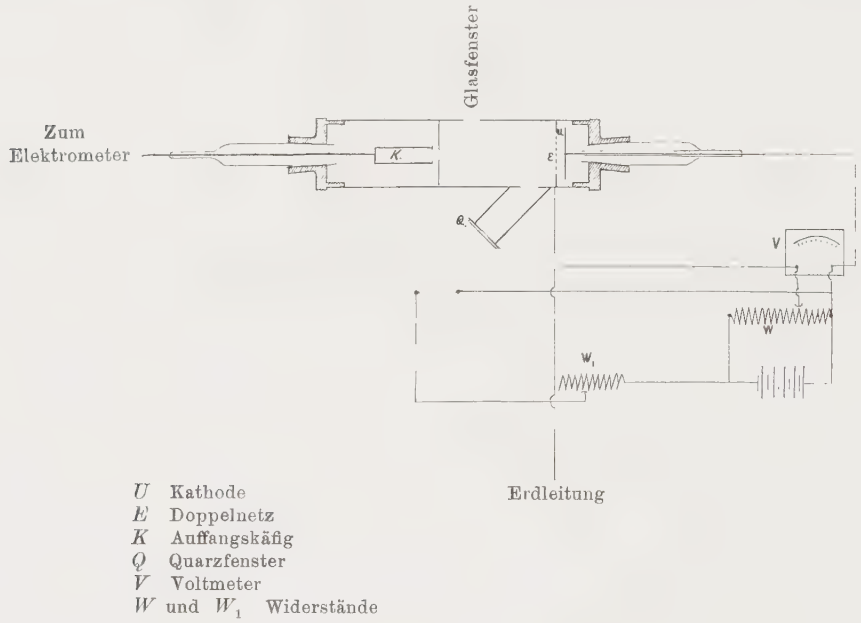
Ist nämlich einmal bei einer kleinen Geschwindigkeit eine vollkommene Zerstreuung eingetreten durch das Auftreten kleiner Geschwindigkeitsverluste, so bleibt offenbar diese Zerstreuung bestehen, wenn auch grössere Geschwindigkeitsverluste auf demselben Flächenelement allmählich auftreten.

Man sieht auch leicht ein, dass die zusammengestzten Moleküle in Bezug auf die Reflexion der Strahlen die Eigenschaften ihrer Komponenten anzeigen müssen. Die Strahlen werden nämlich von den das Molekül bildenden Atomen reflektiert, und es wird verständlich, dass die Reflexion für die verschiedenen Atome bei verschiedenen Geschwindigkeiten aufhören kann. Die sehr langsamen Kathodenstrahlen scheinen demnach ein geignetes Mittel zur Erforschung der Molekularstruktur zu sein.

DRITTER TEIL.

Das Kathodenstrahlenvakuumrohr aus Metall.

Bei Versuchen über langsame Kathodenstrahlen, wo die elektrische Ladung, die die Strahlen mitführen, elektrometrisch gemessen wird, kann öfter ein störender Faktor die Messungen sehr erschweren. Die Störungen kommen dadurch zu Stande, dass Teile des Versuchsrohrs — Glas — elektrisch geladen werden. Die Ladungen induzieren auf die Zuleitungen zum Elektrometer, besonders wenn diese innerhalb des Veruchsrohres verlaufen. Es ist nämlich dann nicht immer möglich, diese Leit-



U Kathode
E Doppelnetz
K Auffangskäfig
Q Quarzfenster
V Voltmeter
W und W_1 Widerstände

Fig. XVIII.

ungen durch mit der Erde verbundene Metallhüllen vollkommen elektrostatisch zu schützen. Wenn dann die Erdleitung des Elektrometers unterbrochen wird, verursachen die elektrischen Ladungen einen recht beträchtlichen Elektrometergang, und es wird nötig, längere Zeit abzuwarten, bis die Störung verschwunden ist.

Die Ladungen im Glase entstehen sehr leicht bei Arbeiten mit einer Molekularpumpe, da die Erschütterungen eine Reibung zwischen dem Glase und den Unter-

langen des Versuchsrohrs verursachen. Wegen dieser Erschütterungen muss man auch die im Glasrohre eingebauten Metallteile sehr gut befestigen, damit Verschiebungen vermieden werden. Wegen der Zerbrechlichkeit des Glases müssen jedoch alle Spannungen zwischen Glas und Metall sorgfältig vermieden werden, was nicht immer leicht zu erreichen ist.

Alle diese Schwierigkeiten sind bei der Verwendung eines Vakuumrohrs aus Metall nicht mehr vorhanden. Die Figur XVIII zeigt in schematischer Darstellung ein Metallrohr, das für das Studium der langsamen Strahlen sehr zweckmässig ist. Das Metallrohr ist ein gewöhnliches Messingsrohr — Durchmesser 4 cm., Wandstärke 0,5 mm. — in dessen Ende grosse Messingschliffe hineinpassen, durch deren Mitte die elektrischen Zuleitungen mit Hülfe von kleinen Glasschliffen hindurch-

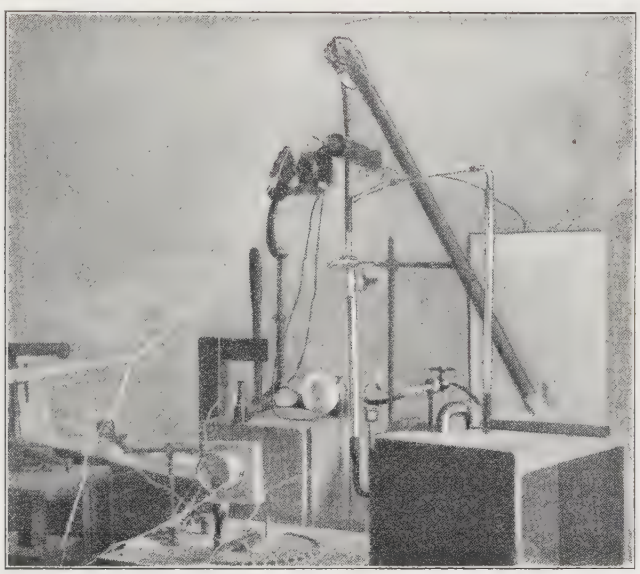


Fig. XIX.

geführt werden. Seitlich sind das Quarzfenster Q zum Einlassen des ultravioletten Lichtes und noch ein fenster aus Glas zum Durchschauen angebracht. Die Figur XIX zeigt das Metallrohr an eine Gaede-Quecksilberpumpe angeschlossen.

Wurde dies Metallrohr evakuiert, so weit es mit der Gaede-Pumpe möglich war, so hielt sich das dabei erhaltene Vakuum längere Zeit vollkommen konstant, was durch Kathodenstrahlenabsorptionsmessungen sehr leicht und scharf kontrolliert werden konnte.

Das Rohr ist auch leicht zu handhaben, da Stösse überhaupt nicht das Rohr beschädigen, wie es leicht mit einem Glasrohr geschehen kann. Eine Erwärmung des Rohres, die für verschiedene Zwecke nützlich ist, kann auch ohne weiteres vorgenommen werden. Man kann auch sehr leicht Schliffe an beliebigen Stellen des Rohres anbringen oder unbrauchbare Schliffe entfernen. Die Schliffe werden mit Zinn angelötet.

Als ein grosser Vorteil dieses Rohres muss auch angesehen werden, dass die Fläche, die mit dem Vakuum in Berührung kommt, bedeutend kleiner wird, als es möglich ist, wenn Glasrohre benutzt werden. Im letzteren Falle müssen nämlich die Metallteile in dem Glasrohre eingebaut werden, wobei eine grosse Fläche mit dem Vakuum in Berührung kommt. Diese grosse Fläche kann dann grössere Dampfmengen, besonders Wasserdampf, absorbieren.

Ich habe mit diesem Rohr eine Reihe Messungen über die selektive Absorption vorgenommen. Da ich jedoch bei diesen Versuchen mit einer rotierenden Quecksilberpumpe ohne Kühlung arbeiten musste, kann es nicht als vollkommen sicher betrachtet werden, dass das erhaltene Vakuum von Spuren von Wasserdampf vollkommen befreit war [1]. Ich werde darum diese Messungen erst, nachdem ich sie unter vollkommen reinen Bedingungen durchgeführt habe, zur Veröffentlichung bringen.

Ein bemerkenswertes Resultat, dass ich mit diesem Rohre erzielt habe, betrifft die Menge der seitlich abgelenkten Elektronen. Ich habe hinter der vor dem Käfig befindlichen Blende einen berussten Messingring (Durchmesser 2 cm, Länge 0,5 cm) so angebracht, dass das durch die Blendenöffnung kommende Strahlenbündel durch den Mittelpunkt des Ringes ging [2]. Der Ring war mit dem Elektrometer verbunden, (Fig. XIX). Die zum Ringe gelangende Strahlenmenge wurde als Funktion der zwischen U und E eingeschalteten Spannung gemessen. Diese Funktion zeigte genau *dieselben Einzelheiten in Bezug auf die selektive Absorption wie die direkten Strahlen.* Ich habe die Absicht, dieser Sache eine künftige Untersuchung zu widmen, wobei gleichzeitig die Menge der direkten und der abgelenkten Strahlen gemessen werden soll. In dieser Weise wird es nämlich möglich, Aufschlüsse zu bekommen über die Reflexionsfähigkeit der verschiedenen Moleküle in Bezug auf die langsamen Kathodenstrahlen.

[1] Ich habe mit dem frisch zusammengesetzten Rohr — also wenn Wasserdampf noch im Rohr vorhanden war — Messungen vorgenommen, die mit grosser Deutlichkeit eine kräftige selektive Absorption unterhalb 4 Volt anzeigten (Wasserstoff) und das Einsetzen einer starken selektiven Absorption bei 8 Volt (Sauerstoff). Nach ein paar Tagen, als das Rohr durch Phosphorpentoxyd getrocknet war, zeigte die erhaltene Kurve keine Andeutung einer selektiven Absorption. Es ist demnach sehr wahrscheinlich, dass die beobachtete selektive Absorption den Komponenten des Wasserstoffsmoleküles zuzuschreiben ist.

[2] Der Käfig war bei diesen Versuchen zurückgeschoben.

Zusammenfassung.

1. Die von Lenard zuerst benutzte Gegenspannungsmethode ist weiter ausgebildet worden, so dass die Energieverteilung eines Kathodenstrahlenbündels mit grosser Genauigkeit nach dieser Methode untersucht werden kann.

2. Nach der Gegenspannungsmethode sind die Geschwindigkeitsverluste, denen die langsamen Kathodenstrahlen beim Zusammentreffen mit *einzelnen Molekülen* unterliegen, für eine Reihe von Gasen gemessen.

3. Diese Geschwindigkeitsverluste lassen sich als Multiplen eines kleinsten für jede Molekülgattung charakteristischen Geschwindigkeitsverlusts darstellen.

4. Dieser kleinste Geschwindigkeitsverlust hat im allgemeinen einen Wert, der bedeutend niedriger ist als die den betreffenden Molekülen zugehörige Trägerbildungsspannung.

5. Der Betrag eines bestimmten Geschvindigkeitsverlusts in Volt gemessen ist unabhängig von der Strahlengeschwindigkeit.

6. Die Wahrscheinlichkeit eines Geschwindigkeitsverlusts nimmt mit wachsender Geschwindigkeit ab — jedenfalls von einer bestimmten Geschwindigkeit an.

7. Die Wahrscheinlichkeit eines Geschwindigkeitsverlust ist von der Natur des getroffenen Moleküls abhängig.

8. Bei der Geschwindigkeit, wo die Geschwindigkeitsverluste einsetzen, unterliegen die sogenannten absorbierenden Querschnitte der Moleküle einer Vergrösserung.

9. Die physikalische Bedeutung der Vergrösserung des absorbierenden Querschnittes besteht darin, dass die sehr langsamen Strahlen von den peripheren Teilen des Moleküls ohne grössere Richtungsblenkung reflektiert werden, während die Strahlen, welche auf derselben Fläche dem Geschwindigkeitsverluste unterliegen, nach allen Richtungen hin zertreut werden.

10. Die selektive Absorption ist aller Wahrscheinlichkeit nach eine atomistische Eigenschaft.

11. Bei Untersuchungen über langsame Kathodenstrahlen ist es zweckmässig, Vakuumrohre aus Metall zu verwenden, da dadurch sowohl elektrostatische Störungen wie reine experimentelle Schwierigkeiten, die immer beim Arbeiten mit Glasrohren auftreten, leicht vermieden werden.

Die dieser Arbeit zu Grunde liegenden Beobachtungen sind hauptsächlich in dem physikalichen Institut zu Heidelberg ausgeführt worden. Die Bearbeitung des Versuchsmaterials ist im hiesigen physikalischen Institut unternommen, wo auch das Vakuumrohr aus Metall gebaut wurde und die mit diesem Rohr gemachten Messungen vorgenommen sind.

Es ist mir hier eine angenehme Pflicht, meinem Lehrer, Herrn Geheimrat P. Lenard, Heidelberg, meinen Dank auszusprechen, weil er mich zur Untersuchung der Geschwindigkeitsverluste der Kathodenstrahlen angeregt hat, und für die freundliche Förderung, die er der Untersuchung bis zu meiner ersten Veröffentlichung über diese Frage [1] angedeihen liess. Ich danke ihm ferner dafür, dass er mir später, wo ich als einziger Assistent bei ihm tätig war, noch Gelegenheit verschaffte zur Fortsetzung der Arbeit, und für die Bereitwilligkeit, womit er mir die Mittel des Instituts zur Verfügung stellte.

Ich möchte bei dieser Gelegenheit auch meinem verehrten Lehrer, Herrn Professor J. R. Rydberg, der mich zuerst für das Studium der Physik interessiert hat, für wertvolle Ratschläge und freundliches Entgegenkommen während meiner ganzen Studienzeit meinen wärmsten Dank sagen.

Meinem Lehrer und Freund, Herrn Privatdozent M. Siegbahn, danke ich für das rege Interesse, das er meiner Arbeit stets entgegengebracht hat.

[1] N. Åkessson, Sitzungsber. der Heidelberger Akademie d. Wissenschaften Abt A. Abh. 21 1914.